

PHÄNOMENOLOGISCHE ASPEKTE VON
SUBSTRUKTURMODELLEN
MIT RESIDUALEN SCHWACHEN WECHSELWIRKUNGEN

Ulrich Baur

1985

*Des
München*

PHÄNOMENOLOGISCHE ASPEKTE VON SUBSTRUKTURMODELLEN

MIT RESIDUALEN SCHWACHEN WECHSELWIRKUNGEN

Dissertation der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Ulrich Baur

aus München

München, den 11. Juni 1985

1. Gutachter: Professor Dr. H. Fritzsche

2. Gutachter: Professor Dr. H.P. Dürr

Tag der mündlichen Prüfung: 13. Dezember 1985

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden phänomenologische Aspekte von Modellen mit zusammengesetzten Quarks, Leptonen und intermediären Vektorbosonen betrachtet.

Nach einem kurzen Überblick über die gegenwärtigen experimentellen Einschränkungen an die Substrukturskala werden die wichtigsten Modelle mit zusammengesetzten Quarks, Leptonen und W-Bosonen vorgestellt und diskutiert.

In den darauffolgenden drei Hauptabschnitten dieser Arbeit wird die Phänomenologie des Spin 1, des Spin 1/2 und des Spin 0 Sektors dieser Modelle systematisch und im Detail diskutiert, wobei Strom-Feld-Identitäten eine zentrale Rolle spielen. Neben Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells, z.B. in den Massen der W- und Z-Bosonen, im θ -Parameter oder in den Z^0 -Zerfällen, werden insbesondere auch Produktion und Zerfallssignaturen neuartiger zusammengesetzter Teilchen, z.B. angeregter oder "farb-exotischer" Fermionen und W-Bosonen, an zukünftigen Beschleunigern (LEP, HERA, SSC etc.) betrachtet.

Schließlich wird, angeregt durch die starke Abhängigkeit der Fermionmassen von der elektrischen Ladung, versucht, die Quark- und Leptonmassen als elektromagnetische Selbstenergien zu interpretieren, wobei sich interessante Vorhersagen für die Lebenszeit des B-Mesons sowie für die Masse des Top-Quarks ergeben.

INHALTSVERZEICHNIS

<u>I. Einleitung</u>	1
<u>II. Modelle mit zusammengesetzten Quarks, Leptonen und W-Bosonen</u>	10
II.1 Experimentelle Einschränkungen an die Substrukturskala	10
II.2 Substrukturmodelle mit residueller schwacher Wechselwirkung	16
II.2.1 Das Rishonmodell	17
II.2.2 Modelle vom Abbott-Farhi Typ	20
II.2.3 Modelle vom Fritzsche-Mandelbaum Typ	27
II.2.4 Zusammenfassung und Vergleich	31
<u>III. Phänomenologie des Spin 1 Sektors</u>	33
III.1 Strom-Feld-Identitäten und effektive Eichtheorien	33
III.2 Einige Hochpräzisionstests	55
III.2.1 Seltene Z^0 -Zerfälle	55
III.2.2 Zusammengesetzte W-Bosonen und der g -Parameter der schwachen Wechselwirkung	61
III.3 Phänomenologie zusammengesetzter farbiger W-Bosonen	68
III.3.1 Grundlegende Eigenschaften farbiger W-Bosonen	69
III.3.2 Farbige W-Bosonen in schwachen Wechselwirkungen bei niedrigen Energien	79
III.3.3 Produktion und Zerfallssignaturen farbiger W-Bosonen	85
III.3.3.1 Produktionsrate	85
III.3.3.2 Zerfallssignaturen	88
III.3.4 Zusammenfassung	95
III.4 Phänomenologie angeregter W-Bosonen	96
III.4.1 Strom-Feld-Identität für W' -Bosonen und effektive Lagrangedichte	96
III.4.2 Angeregte W-Bosonen und schwache Wechselwirkungen bei niedrigen Energien	99
III.4.3 Zerfallsmoden angeregter W-Bosonen	103
III.4.4 Produktion und experimentelle Signaturen von W' -Bosonen	106
<u>IV. Phänomenologie des Spin 1/2 Sektors</u>	111
IV.1 Masselose Quarks und Leptonen	111
IV.2 Quark- und Leptonmassen als elektromagnetische Selbstenergien	118

IV.2.1	Die Massen der Quarks und Leptonen	119
IV.2.2	Fermionmassen als elektromagnetische Selbstenergien	121
IV.2.3	Führende Terme in der Massenerzeugung	122
IV.2.4	Korrekturen höherer Ordnung und schwache Mischungswinkel	126
IV.2.5	Masse des Top-Quarks	131
IV.2.6	"Flavorändernde" Prozesse	132
IV.2.7	Zusammenfassung	132
IV.3	Phänomenologie farbexotischer und angeregter Quarks und Leptonen	133
IV.3.1	Farbexotische Quarks und Leptonen	133
IV.3.2	Angeregte Quarks und Leptonen	141
V.	<u>Phänomenologie des Spin 0 Sektors</u>	147
V.1	Spin 0 Partner der intermediären Vektorbosonen	147
V.1.1	Spin 0 Partner der W-Bosonen und ihre Zerfälle	147
V.1.2	Produktion und experimentelle Signaturen	151
V.2	Chirale Hypercolormodelle und Spektrum der Spin 0 Zustände	155
VI.	<u>Zusammenfassung und Schlußbemerkungen</u>	161
Anhang		166
<u>Fußnoten</u>		170
<u>Bibliographie</u>		175

I. EINLEITUNG

In der Elementarteilchenphysik hat sich in den letzten 15 Jahren ein bedeutsamer Fortschritt vollzogen. Zum ersten Mal besitzen wir eine umfassende und konsistente Theorie der Teilchenwechselwirkungen, die sämtliche bis jetzt bekannten Phänomene korrekt beschreibt. Im Rahmen dieses sogenannten Standardmodells¹⁾ der Elementarteilchenphysik werden sowohl die starken als auch die elektroschwachen Wechselwirkungen als renormierbare Eichwechselwirkungen aufgefaßt.

Mit der Quantenchromodynamik²⁾ (QCD) existiert eine wohlfundierte Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkungen. Sie basiert auf der ungebrochenen nichtabelschen Gruppe $SU(3)_C$, der sogenannten Farbgruppe, unter der sich die Quarks, die Bausteine der Hadronen, als Triplets transformieren. Die starken Kräfte werden durch die $SU(3)_C$ Eichbosonen, die Gluonen, übertragen. Quarks und Gluonen treten jedoch nie als freie Objekte auf, sondern stets nur in Form von farbneutralen Bindungszuständen. Dieses sogenannte "Confinement" ist höchstwahrscheinlich auf den nichtabelschen Charakter der Eichgruppe zurückzuführen, der dazu führt, daß die starke Kopplungskonstante g_s mit wachsendem Abstand r zweier Farbladungen zunimmt, während sie für $r \rightarrow 0$ verschwindet ("asymptotic freedom").

Die Standardtheorie der elektroschwachen Wechselwirkungen, das Glashow-Weinberg-Salam (GWS) Modell³⁾, geht von einer lokalen $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Eichsymmetrie aus, die spontan durch einen nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert eines elementaren skalaren $SU(2)$ -Dublett-"Higgsfeldes" zur elektromagnetischen $U(1)_Q$ -Symmetrie gebrochen wird. Hierdurch erhalten drei der Eichbosonen, die kürzlich am CERN $p\bar{p}$ Collider entdeckten⁴⁾ W- und Z-Bosonen, eine Masse, während ein viertes Eichboson, das Photon, masselos bleibt. Linkshändige Quark- und Leptonfelder transformieren sich als Dubletts, rechtshändige hingegen als Singulets unter $SU(2)_L$, so daß die Parität in den schwachen Wechselwirkungen maximal verletzt wird. Die $U(1)_Y$ -Ladung wird so adjustiert, daß sich mit Hilfe von $Q = T_3 + \frac{1}{2} Y$ die richtigen Quark- und Leptonenladungen ergeben, T_3 ist hierbei der dritte Generator der $SU(2)_L$. Massen für die Fermionfelder werden durch die Yukawakopplung an die Higgsfelder und durch deren Vakuumerwartungswert erzeugt

und sind somit, wie die Massen der intermediären Vektorbosonen, eine Konsequenz der spontanen Symmetriebrechung.

Trotz der vielen Erfolge der QCD und des GWS Modells, insbesondere der korrekten Vorhersage der Massen von $W^\pm$ und Z^0 , gibt es eine Reihe von fundamentalen theoretischen Problemen in beiden Theorien. Besonders die Willkürlichkeit des Higgsmechanismus erscheint dabei als sehr unbefriedigend. Masse und Kopplungskonstanten des Higgsfeldes sind im Standardmodell völlig unbestimmt. Weiterhin gibt es keinen Grund, sich auf nur ein Higgsdoublet zu beschränken, es können ohne Probleme zwei oder mehrere Doublets eingeführt werden. Dies würde lediglich die Anzahl der freien Parameter vergrößern, hätte aber sonst keine gravierenden Auswirkungen. Die Struktur des Higgssektors läßt sich zudem experimentell sehr schwer testen, da skalare Teilchen nur sehr kleine Produktionsraten besitzen. Schließlich besitzen Higgsbosonen, wie alle elementaren Spin 0 Objekte, noch eine weitere unschöne Eigenschaft: ihre Massen sind bei Anwesenheit einer großen Massenskala (z.B. der Planckskala $M_P \approx 10^{19}$ GeV) instabil gegen Strahlungskorrekturen. Dies bedeutet, daß Ordnung für Ordnung in der Störungstheorie die Parameter des skalaren Sektors neu adjustiert werden müssen, um die Masse des skalaren Feldes stabil zu halten, ein theoretisch sicherlich sehr unbefriedigendes Verfahren.

Ein weiteres Problem der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Theorie ist die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung. Im Standardmodell wird dieses Phänomen nicht erklärt, sondern vielmehr künstlich durch das unterschiedliche Transformationsverhalten links- und rechtshändiger Fermionen unter der $SU(2)$ erzeugt. Wünschenswert wäre deshalb eine über das $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Modell hinausgehende Theorie, welche die Paritätsverletzung auf natürliche Art und Weise enthält.

Eine Hauptursache für die Vermutung, daß es eine solche Theorie tatsächlich gibt, liefert das sogenannte "Generationenproblem". Die gesamte stabile Materie ist aus den Quarks und Leptonen der sogenannten ersten Generation aufgebaut:

$$\begin{pmatrix} \nu_e & (< 4.6 \cdot 10^{-5}) \\ e^- & (0.511) \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} u(5) \\ d(9) \end{pmatrix} \quad (I.1)$$

(Die Zahlenwerte in Klammern repräsentieren dabei die Teilchenmassen in MeV.⁵⁾)

Es hat sich jedoch erwiesen, daß mindestens noch zwei weitere Generationen existieren (die Existenz des t-Quarks ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt experimentell noch nicht vollständig abgesichert)

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu & (< 0.50) \\ \mu^- & (105.6) \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c(1200) \\ s(180) \end{pmatrix} \quad (I.2)$$

$$\begin{pmatrix} \nu_\tau & (< 70^6) \\ \tau^- & (1784) \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t(3 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^4)^{7)} \\ b(4800) \end{pmatrix}$$

Quarks und Leptonen der zweiten und dritten Generation unterscheiden sich lediglich durch ihre höheren Massen von ihren Partnern in der ersten Generation; das Myon ist somit nichts anderes als ein 206 mal schwereres Elektron, das mit einer Lebenszeit von etwa $2 \cdot 10^{-6}$ s gemäß $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ zerfällt. Diese erstaunliche Verdreifachung der Fermionfelder findet im Rahmen des Standardmodells keinerlei Erklärung, sondern wird vielmehr durch die Einführung der zusätzlichen Quarks und Leptonen per Hand berücksichtigt. Hieraus ergibt sich sofort ein weiteres Problem der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Theorie. Wie wir bereits erwähnt haben, entstehen die Fermionmassen im Standardmodell durch die Yukawakopplung an das Higgsfeld. Jedes Quark und Lepton besitzt dabei eine eigene individuelle Yukawakopplungskonstante, die ein freier Parameter der Theorie ist. Fermionmassen sind folglich im Standardmodell grundsätzlich nicht berechenbar. Dies erscheint um so weniger befriedigend, falls man einen Blick auf die tatsächlichen Massen der Quarks und Leptonen in (I.1) und (I.2) wirft. Sie schwanken über viele Größenordnungen, und es stellt sich sofort die Frage, warum z.B. das b-Quark nicht ebenfalls eine Masse von der Größe der u-Quarkmasse besitzt. Eine Theorie in der es möglich wäre, die Quarkmassen zu ermitteln, würde zudem auch eine Berechnung der drei schwachen Mischungswinkel sowie der komplexen CP-ver-

letzenden Phase³⁾ gestatten, die im Standardmodell ebenfalls freie Parameter sind. Sie entstehen dadurch, daß die Eigenzustände der 3×3 Quarkmassenmatrix nicht mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung übereinstimmen.

Neben dem Problem der Anzahl der freien Parameter (12 Fermionmassen, drei Winkel und eine Phase) dem Higgs- und dem Paritätsproblem gibt es schließlich noch zwei weitere Fragen, die nur in einer über das Standardmodell hinausgehenden Theorie zu beantworten sind:

- a) Warum besitzen Quarks drittelzahlige Ladungen?
- b) Wie können wir die Größe der Eichkopplungskonstanten verstehen?

Experimentell hingegen besteht zum gegenwärtigen Zeitpunkt jedoch noch keine zwingende Notwendigkeit für eine solche Theorie, obwohl einige im Standardmodell eventuell nicht erklärbare Ereignisse am CERN $p\bar{p}$ Collider gefunden wurden.⁸⁾ Sollten diese Beobachtungen in Zukunft bestätigt werden, so können diese neuartigen Phänomene aber sehr wohl ein erstes Anzeichen neuartiger Physik sein.

Ein vielversprechender Lösungsvorschlag für die Probleme der $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ Theorie besteht darin, die beobachteten Teilchen aus Subkonstituenten aufzubauen. Dies würde zum Beispiel, ähnlich wie in der QCD, die Möglichkeit eröffnen, die Massen der Fermion-Zustände - zumindest im Prinzip - zu berechnen.

Substruktur kann auf verschiedenen Stufen eingeführt werden. Die konservativste Möglichkeit besteht darin, lediglich die Higgsbosonen als zusammengesetzte Objekte aufzufassen und die spontane Symmetriebrechung durch einen dynamischen Mechanismus zu ersetzen. Jedoch lassen sich in diesen sogenannten "Technicolor"-Modellen⁹⁾ realistische Quark- und Leptonmassen nicht erzeugen. Will man zu einem Verständnis der Generationenstruktur und der Fermionmassen gelangen, so muß man zumindest auch für Quarks und Leptonen Konstituenten zulassen. Man könnte sogar daran denken, die Eichbosonen als zusammengesetzte Objekte aufzufassen. Dies stößt jedoch auf Schwierigkeiten: masselose zusammengesetzte Spin 1 Teilchen können nicht existieren,

sofern mit ihnen lorentz-kovariante erhaltene Ströme verknüpft sind.¹⁰⁾

Eine Substruktur für das Photon und die Gluonen scheint damit ausgeschlossen zu sein. Anders hingegen liegt der Fall bei W- und Z-Bosonen. Hier ist eine innere Struktur keineswegs ausgeschlossen.

In den letzten Jahren wurde eine Reihe von Modellen konstruiert, in denen nicht nur Quarks und Leptonen, sondern auch die intermediären Vektorbosonen zusammengesetzte Objekte sind.¹¹⁾ Während starke und elektromagnetische Kräfte weiterhin durch fundamentale Eichwechselwirkungen beschrieben werden, wird die schwache Wechselwirkung in diesen Modellen als ein residuärer Effekt der Wechselwirkung gedeutet, die für die Bindung der Subkonstituenten in den Fermionen verantwortlich ist. Die schwachen Kräfte spielen in diesem Bild somit eine ähnliche Rolle wie die Kernkräfte im Rahmen der QCD, oder die Van-der-Waals Kräfte in der QED: Sie sind eine indirekte Konsequenz der Substruktur der Teilchen. Die intermediären Vektorbosonen entsprechen in ihrer Funktion als Träger der schwachen Wechselwirkung den ρ - und ω -Mesonen in der QCD, ihre Masse entsteht auf dynamische Art und Weise und reflektiert den mittleren Radius: $\langle r \rangle \sim G_F^{1/2} \approx (300 \text{ GeV})^{-1} \approx 10^{-17} \text{ cm}$ (G_F : Fermikonstante). Die SU(2)-Symmetrie der schwachen Wechselwirkung ist keine lokale Eichsymmetrie mehr, sondern - in den meisten Modellen - nur noch eine globale Symmetrie der Dynamik der Subkonstituenten und spielt damit eine Rolle analog dem Isospin in der QCD. Es ist kein Higgsmechanismus nötig, um die Massen von $W^\pm$ und Z^0 zu erzeugen. Das Standardmodell kann nicht mehr als die fundamentale mikroskopische Theorie der schwachen Wechselwirkungen angesehen werden, sondern bestenfalls noch als eine effektive Theorie, die nur bei Abständen größer als etwa $G_F^{1/2}$ annähernd Gültigkeit besitzt. Es ist damit etwa vergleichbar dem σ -Modell in der QCD, das die chirale Dynamik der Nukleonen und π -Mesonen bei relativ niedrigen Energien richtig beschreibt, jedoch bei hohen Energien seinen Sinn verliert. Eine Möglichkeit, das Standardmodell tatsächlich als eine effektive Theorie bei Energien $< G_F^{1/2}$ wiederzugewinnen, bietet dabei das Konzept der Strom-Feld-Identitäten, das bereits in den 60er Jahren in der Hadronenphysik erfolgreich angewandt wurde¹²⁾ (siehe Abschnitt III.1).

Eine wichtige Einschränkung an die Dynamik in diesen Modellen entsteht durch die Kleinheit der Quark- und Leptonmassen verglichen mit dem inversen Radius

$\langle r \rangle^{-1}$ der Fermionen. Die gegenwärtigen experimentellen Daten ergeben eine obere Grenze (siehe Abschnitt II.1) von

$$\langle r \rangle \lesssim (100 \text{ GeV})^{-1}. \quad (\text{I.3})$$

Diese Grenze wirft ein Problem auf, denn die Bindungszustände, also Quarks und Leptonen, besitzen eine Compton-Wellenlänge $\lambda_c \sim m_f^{-1}$, die, infolge der kleinen Fermionmassen m_f (siehe (I.1) und (I.2)), viel größer als der mittlere Radius der Objekte ist. Diese Situation ist neu in der Physik. Für Positronium ist z.B. $\langle r \rangle_{\text{Pos.}} \approx (\alpha \cdot m)^{-1}$ also

$$\langle r \rangle_{\text{Pos.}} / \lambda_c \gg 1, \quad (\text{I.4})$$

in der QCD sind Comptonwellenlänge und mittlere Ausdehnung der Bindungszustände ungefähr gleich

$$\langle r \rangle_{\text{Proton}} / \lambda_c \approx 1. \quad (\text{I.5})$$

Eine Relation von der Form (I.5) würde man ganz allgemein in ungebrochenen nichtabelschen Eichtheorien mit Confinement erwarten: Die einzige Skala in diesen Theorien ist durch den Abstand Λ^{-1} gegeben, bei dem die Kopplungskonstante von der Größenordnung eins wird. Die Bindungszustände sollten dann eine Masse von der Ordnung Λ besitzen und (I.5) wäre erfüllt. Da ungebrochene, nichtabelsche Eichtheorien gegenwärtig die einzigen sinnvollen Kandidaten für eine Dynamik der Subkonstituenten darstellen, sollte (I.5) auch für Quarks und Leptonen erfüllt sein, d.h. man würde Massen für die Fermionen von einigen 100 GeV erwarten, viele Größenordnungen mehr als die gemessenen Werte. Der einzig denkbare Grund für annähernd masselose Quarks und Leptonen ist eine Symmetrie, die Fermionmassen verbietet, zum Beispiel eine ungebrochene chirale Symmetrie. In diesem Fall wird das Spektrum der masselosen Fermionen durch die sogenannten Konsistenzbedingungen von 't Hooft¹³⁾ bestimmt (siehe Abschnitt IV.1). Eine kleine Verletzung dieser Symmetrie könnte dann für Massen ungleich Null verantwortlich sein. Ein Beispiel aus der QCD soll verdeutlichen, wie dies funktionieren könnte. Es ist wohl bekannt, daß die globale chirale $SU(2)_L \times SU(2)_R$ Symmetrie der starken Wechselwirkungen durch Quark-Antiquark-Kondensate spontan zu

einer $SU(2)$ Symmetrie gebrochen wird. Als Resultat entstehen drei masselose Goldstone-Bosonen, die π -Mesonen. Die endliche Masse der u - und d -Quarks bricht die chirale Symmetrie zusätzlich explizit und erzeugt hierdurch Masse für die Pionen.

In dieser Arbeit wollen wir uns mit den phänomenologischen Aspekten und Konsequenzen der oben skizzierten Modelle mit zusammengesetzten Quarks, Leptonen und W -Bosonen näher beschäftigen. Unsere Aufgabe wird es dabei insbesondere sein, mögliche Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells herauszufinden. Dies ist für zukünftige experimentelle Tests dieser Modelle von außerordentlich großer Wichtigkeit.

Zwei verschiedene Testmöglichkeiten bieten sich an. Zum einen kann man versuchen, durch Messung der Parameter des Standardmodells bei kleinen Energien, wie W - und Z -Massen, der Kopplungskonstanten der Fermionen an den neutralen schwachen Strom etc., Abweichungen von den Vorhersagen der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Theorie herauszufinden. Da man jedoch erwartet, daß das Standardmodell in diesem Energiebereich zumindest annähernd als effektive Theorie gültig ist, werden diese Abweichungen höchstwahrscheinlich ziemlich klein sein, d.h. es müssen Hochpräzisionsmessungen mit großer Statistik ausgeführt werden. Zudem lassen sich hieraus meist noch keine Rückschlüsse auf die unterliegende Dynamik ziehen. Die zweite, wesentlich mehr versprechendere Testmöglichkeit besteht in der Durchführung von Experimenten bei hohen Schwerpunktsenergien, genauer gesagt im TeV Bereich. Hier erwarten wir, daß beträchtliche Abweichungen vom Standardmodell auftreten werden. Eine neue Substruktur kann sich dabei auf vielerlei Weise zeigen, z.B. im Auftreten von Formfaktoren in den elektromagnetischen Wechselwirkungen der Quarks und Leptonen oder in Abweichungen der Selbstkopplung der W - und Z -Bosonen von den Standardmodellwerten. Weiterhin ist mit der Produktion von angeregten Zuständen der Fermionen und intermediären Vektorbosonen zu rechnen. Interessanter und spektakulärer noch wäre das Auftreten von Objekten mit exotischen Quantenzahlen wie z.B. Fermionen und Vektorbosonen in unüblichen Farbdarstellungen, oder aber auch von Spin 0 Partnern der W - und Z -Bosonen. Im Gegensatz zu den angeregten Zuständen der "normalen" Teilchen, die praktisch in jedem Substrukturmodell auftreten sollten, ist die Existenz der "Exoten" stark modellabhängig.

In den nächsten Jahren wird es durch die Fertigstellung einer ganzen Reihe von neuen Beschleunigern möglich sein, in den TeV-Bereich vorzudringen. Zudem wurden bereits detaillierte Vorschläge zum Bau von sogenannten "Super-collidern" (LHC, SSC) gemacht, die für Schwerpunktsenergien bis zu 40 TeV ausgelegt werden sollen. Die wichtigsten Beschleuniger, die in den nächsten zehn Jahren gebaut werden bzw. gebaut werden sollen, haben wir in Tabelle I-1 zusammengestellt. Mit ihnen eröffnet sich die Möglichkeit, Substrukturmodelle mit zusammengesetzten intermediären Vektorbosonen in absehbarer Zeit direkt zu testen bzw. die Gültigkeit des Standardmodells bis zu Energien von einigen TeV zu überprüfen.

Tabelle I-1

Die wichtigsten zukünftigen Beschleuniger mit maximalen Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}_{\max} > 100 \text{ GeV}$. $\mathcal{L}$ bezeichnet die maximale erreichbare Luminosität.

Beschleuniger	Ort	$\sqrt{s}_{\max}$ [GeV]	$\mathcal{L} \left[\frac{\text{cm}^{-2}}{\text{s}} \right]$	Typ	Zeitpunkt
TEVATRON I	Fermilab	2000	$10^{30} - 10^{31}$	$\bar{p}p$	ab 1986
S $\bar{p}p$ S	CERN	630	$10^{29} - 10^{30}$	$\bar{p}p$	ab 1984
SLC	Stanford	~ 100	$\sim 6 \cdot 10^{30}$	e^+e^-	ab 1986-87
LEP	CERN	100-200	$\sim 2 \cdot 10^{31}$	e^+e^-	ab 1988-89
HERA	DESY	314	$\sim 5 \cdot 10^{31}$	$e^+ p$	ab 1990
LHC	CERN	$\sim 20\,000$	$\sim 10^{33}$	pp	ab 1995?
LEP-LHC	CERN	$\sim 2\,000$	$\sim 10^{32}$	$e^+ p$	ab 1995?
SSC	USA	40 000	$\sim 10^{33}$	pp	ab 1995?

In unserer Arbeit werden wir uns mit beiden Testmöglichkeiten beschäftigen, wobei wir uns auf die interessantesten Größen und Prozesse konzentrieren werden. Daneben werden jedoch auch andere phänomenologische Fragestellungen behandelt werden, insbesondere die Massenerzeugung für Quarks und Leptonen, sowie die Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung.

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut:

Im zweiten Abschnitt geben wir zuerst einen kurzen Überblick über die gegenwärtigen experimentellen Grenzen an die Skala einer neuen Substruktur und stellen die wichtigsten Modelle mit zusammengesetzten Quarks, Leptonen und intermediären Vektorbosonen vor. In den darauffolgenden drei Abschnitten werden dann die phänomenologischen Konsequenzen von zusammengesetzten Spin 1, Spin $\frac{1}{2}$ und Spin 0 Teilchen im Detail diskutiert. Abschnitt III ist dabei den intermediären Vektorbosonen und verwandten Objekten gewidmet. Zuerst wird gezeigt, wie sich mit Hilfe von Strom-Feld-Identitäten das Standardmodell als eine effektive Eichtheorie, gültig bei kleinen Energien, ergibt. Sodann betrachten wir einige Hochpräzisionstests für zusammengesetzte W-Bosonen: seltene Z^0 -Zerfälle sowie das Verhältnis der Fermikonstanten des neutralen und geladenen schwachen Stromes, den sogenannten g -Parameter. Anschließend wenden wir uns den Eigenschaften von Farbladung tragenden W-Bosonen sowie den angeregten W-Bosonen zu und diskutieren deren Produktion an gegenwärtigen und zukünftigen Beschleunigern. Wie sich herausstellen wird, können Zerfälle "farbiger" W-Bosonen eventuell für einige der ungewöhnlichen CERN Ereignisse verantwortlich sein. Abschnitt IV behandelt zusammengesetzte Spin 1/2 Fermionen. Zuerst geben wir einen kurzen Überblick über Symmetrien, die masselose Quarks und Leptonen erlauben. Daran anschließend betrachten wir die Frage, ob Quark- und Leptonmassen als elektromagnetische Selbstenergien und damit als indirekte Konsequenz des angeregten Spektrums gedeutet werden können. Einige Bemerkungen über die Phänomenologie angeregter sowie farbexotischer Fermionen werden diesen Abschnitt beschließen. Mögliche Spin 0 Partner von zusammengesetzten W-Bosonen sind unser Thema in Abschnitt V. In der Diskussion der phänomenologischen Eigenschaften dieser Teilchen werden wir unser Augenmerk insbesondere auf die Rolle der chiralen Symmetrie lenken. In einem abschließenden Beispiel zeigen wir, daß die Existenz der Spin 0 Partner von $W^\pm$ und Z^0 mit der Frage der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung gekoppelt sein kann. Abschnitt VI enthält eine Zusammenfassung und Diskussion unserer Ergebnisse.

II. MODELLE MIT ZUSAMMENGESETZTEN QUARKS, LEPTONEN UND W-BOSONEN

II.1 Experimentelle Einschränkungen an die Substrukturskala

Jeder Versuch, Quarks und Leptonen als zusammengesetzte Objekte aufzufassen, sieht sich sofort mit der Tatsache konfrontiert, daß diese Teilchen in den gegenwärtigen Experimenten absolut punktförmig zu sein scheinen. Bezeichnet man den effektiven Radius von Quarks und Leptonen mit $\langle r \rangle$, oder führt noch besser eine Energieskala $\Lambda \sim \langle r \rangle^{-1}$ ein, die charakteristisch für die Skala ist, bei der sich die Substruktur manifestiert, so läßt sich aus den experimentellen Daten eine untere Grenze für Λ ableiten. Es ist angebracht, sich diese Grenze vor der Konstruktion expliziter Modelle etwas genauer zu betrachten. Wir möchten jedoch darauf hinweisen, daß die resultierenden Zahlenwerte nicht zu wörtlich genommen werden dürfen, da viele Werte von speziellen Modellannahmen abhängen. Trotzdem werden sie uns einen Anhaltspunkt für die Energie liefern, jenseits der sich eine Substruktur zeigen kann.

Da Quarks und Leptonen sich in gegenwärtigen Experimenten als absolut punktförmig präsentieren, ist es klar, daß Λ ziemlich groß sein muß. Diese Beobachtung läßt sich natürlich quantitativer fassen. Mögliche Abweichungen z.B. in $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$, $l = e, \mu$, werden üblicherweise durch die Einführung eines Formfaktors im Photonpropagator parametrisiert:

$$\frac{\alpha}{q^2} \rightarrow \frac{\alpha}{q^2} \left(\frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + q^2} \right) \quad (\text{II.1})$$

Experimente bei PETRA und PEP führen hierdurch zum Grenzwert¹⁴⁾

$$\Lambda \gtrsim 150 - 200 \text{ GeV.} \quad (\text{II.2})$$

Dieser Wert läßt sich jedoch noch verbessern. Falls tatsächlich Quarks und Leptonen Bindungszustände einer neuen Dynamik sind, so erwartet man, daß bei niedrigen Energien $q^2 \ll \Lambda^2$ residuale Kontaktwechselwirkungen zwischen den Bindungszuständen von der Form¹⁵⁾

$$\mathcal{L}_{\text{res}} = \frac{g^2}{\Lambda^2} (\bar{f}_i \gamma^\mu f_j) (\bar{f}_k \gamma^\mu f_l) A_{ijkl}^{ab} \quad (\text{II.3})$$

induziert werden. Hierbei bezeichnet g die Kopplungskonstante, f die Quark- oder Leptonenfelder und Γ^a eine Kombination an Diracmatrizen. A_{ijkl}^{ab} mit Betrag eins oder null, fixiert die genaue Lorentzstruktur. In Modellen, in denen bereits die schwache Wechselwirkung eine residuale Kraft ist, beschreibt Gl. (II.3) den Austausch zusätzlicher angeregter schwacher Bosonen mit Masse $M \sim O(\Lambda)$. In diesem Fall erwartet man $|g| < |g_W| \approx 0.64$, wobei g_W die Kopplungskonstante des W-Bosons an die Fermionen ist. Man kann jedoch ganz allgemein zeigen, daß g nicht allzu groß sein darf¹⁶⁾. Substrukturtherorien müssen eine Symmetrie, höchstwahrscheinlich eine ungebrochene chirale Symmetrie besitzen, die Quarks und Leptonen nahezu masselos hält. Jedoch ist schon seit langem bekannt¹⁷⁾, daß selbst eine chiral invariante Kontaktwechselwirkung mit genügend großer Kopplungskonstante ($g > \sqrt{2}\pi$ in Ref. 17) schließlich zu einer spontanen Brechung der chiralen Symmetrie führt. Da genau dies nicht geschehen darf, muß g folglich relativ klein sein.

Mit Hilfe von Gl. (II.3) lassen sich nun untere Grenzen an Λ/g aus den gegenwärtigen experimentellen Daten gewinnen. Aus dem Vergleich der $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ Messungen bei PETRA und PEP mit dem QED Resultat ergibt sich für die Substrukturskala der Elektronen¹⁴⁾

$$\Lambda \gtrsim g \cdot (200 - 400 \text{ GeV}), \quad (\text{II.4})$$

in Abhängigkeit von der Struktur von Γ^a . Für die Skala der Quarks läßt sich gegenwärtig noch keine so genaue Grenze erzielen. Aus den Messungen des Jet-Jet Wirkungsquerschnitts bei hohen Transversalimpulsen am CERN $p\bar{p}$ Collider und dem Vergleich mit den QCD Resultaten findet man¹⁸⁾ mit Gl. (II.3)

$$\Lambda \gtrsim g \cdot 120 \text{ GeV}. \quad (\text{II.5})$$

Die aus $\mathcal{L}_{\text{Res}}$ gewonnenen unteren Grenzen an Λ werden sich an zukünftigen Beschleunigern beträchtlich verbessern lassen. Bei LEP sollte es möglich sein, für Elektroden¹⁴⁾

$$\Lambda \gtrsim g \cdot (0.6 - 1.4 \text{ TeV}) \quad (\text{II.6})$$

zu erreichen, bei HERA ($e^+ p$ Collider), dank der Polarisierbarkeit des Elektron (Positron) Strahles, ebenfalls^{14, 19)}

$$\Lambda \gtrsim g \cdot (0.6 - 1.2 \text{ TeV}). \quad (\text{II.7})$$

Noch bessere Grenzen werden am Supercollider erreichbar sein. Für eine maximale Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 40 \text{ TeV}$ (SSC) wird

$$\Lambda \gtrsim g \cdot (4.2 - 5.6 \text{ TeV}) \quad (\text{II.8})$$

durch Messung des Jet-Jet Wirkungsquerschnitts, und sogar

$$\Lambda \gtrsim g \cdot (7.1 - 9.9 \text{ TeV}) \quad (\text{II.9})$$

durch die Produktion massiver Leptonenpaare (Drell-Yan Mechanismus) möglich sein.²⁰⁾ Sollte die Substrukturskala $\Lambda \sim 1 \text{ TeV}$ oder kleiner sein, so sollten am Supercollider dramatische Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells beobachtet werden.

Eine weitere untere Grenze an die Substrukturskala läßt sich aus den Messungen des anomalen magnetischen Moments des Elektrons, bzw. Myons $a_1 = \frac{1}{2} (g-2)_1$, $1 = e, \mu$, ableiten. Die gegenwärtigen experimentellen Daten für a_1 stimmen außerordentlich gut mit den Standardmodellrechnungen überein:²¹⁾

$$\Delta a_e = |a_e^{\text{exp}} - a_e^{\text{SM}}| \lesssim 2 \cdot 10^{-10} \quad (\text{II.10})$$

$$\Delta a_\mu = |a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{SM}}| \lesssim 1 \cdot 10^{-8}$$

Man kann nun annehmen, daß der winzige zusätzlich erlaubte Betrag Δa_1 auf eine effektive Extrawechselwirkung der Leptonen mit dem Photon der Form

$$(1_{L,R} = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5) 1; F_{\mu\nu} = \text{elektromagnetischer Feldstärketensor};$$

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu])$$

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{e}{\Lambda} \bar{L}_L \sigma_{\mu\nu} l_R F_{\mu\nu} + h. c. \quad (\text{II.11})$$

zurückzuführen ist, die durch den nicht punktförmigen Charakter der Leptonen entsteht. In diesem Fall ist $\Delta a_1 \sim (m_1/\Lambda)$ und Gl. (II.10) führt zu einem sehr hohen Grenzwert:

$$\Lambda_e > 2.6 \cdot 10^6 \text{ GeV, bzw. } \Lambda_\mu > 1.1 \cdot 10^7 \text{ GeV.} \quad (\text{II.12})$$

Falls jedoch die Substrukturdynamik annähernd chiral invariant ist, so muß $\mathcal{L}_{\text{eff}}$ infolge der Helizitätsänderung durch σ_μ für $m_1 \rightarrow 0$ verschwinden. Gl. (II.11) sollte dann durch

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{e}{\Lambda} \frac{m_1}{\Lambda} \bar{l}_L \sigma_{\mu\nu} l_R F_{\mu\nu} + h.c. \quad (\text{II.13})$$

ersetzt werden. Hiermit folgt $\Delta a_1 \sim (m_1/\Lambda)^2$ und die resultierenden Grenzwerte sind nun viel kleiner als in (II.12):

$$\Lambda_e > 40 \text{ GeV bzw. } \Lambda_\mu > 1 \text{ TeV.} \quad (\text{II.14})$$

Effektive Kontaktwechselwirkungen und g-2 Messungen liefern die am wenigsten modellabhängigen unteren Grenzen für Λ . Prozesse wie $\mu \rightarrow e\gamma$, $K_L \rightarrow e\mu$ oder die $K^0 - \bar{K}^0$ Mischung können im Prinzip noch wesentlich strengere Einschränkungen an Λ liefern, sind jedoch in hohem Grade modellabhängig. Der Zerfall $\mu \rightarrow e\gamma$ wird für eine chiral annähernd invariante Substrukturdynamik durch einen zu (II.13) ähnlichen Lagrangeoperator beschrieben:

$$\mathcal{L}_{\mu \rightarrow e\gamma} = \frac{e}{\Lambda} \frac{m_\mu}{\Lambda} \sin \theta_{e\mu} \bar{e}_L \sigma_{\mu\nu} \mu_R F_{\mu\nu} + h.c. \quad (\text{II.15})$$

Hierbei ist $\sin \theta_{e\mu}$ ein unbekannter Generationsmischungswinkel. Für das Verzweungsverhältnis von $\mu \rightarrow e\gamma$ findet man dann

$$\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{384 \pi^3 \alpha}{G_F^2 \Lambda^4} \sin^2 \theta_{e\mu} \quad (\text{II.16})$$

und mit Hilfe des experimentellen Grenzwertes $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) < 2 \cdot 10^{-10}$ (22)

$$\Lambda > \sin \theta_{e\mu}^{1/2} \cdot 240 \text{ TeV.} \quad (\text{II.17})$$

Falls $\Theta_{e\mu}$ nicht klein ist, so stellt (II.17) tatsächlich einen sehr strengen Grenzwert dar. Nimmt man hingegen an, daß $\mu \rightarrow e\gamma$ verschwindet sobald m_e oder m_μ verschwindet, dann ist $\sin \Theta_{e\mu} \sim m_e/\Lambda$ und (II.17) wird ersetzt durch

$$\Lambda > 300 \text{ GeV.} \quad (\text{II.18})$$

Der Prozeß $K_L \rightarrow e\mu$ kann im Prinzip durch eine Kontaktwechselwirkung von der Form (II.3) induziert werden. Für eine (V-A) x (V-A) Wechselwirkung der Gestalt

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{g^2}{2\Lambda^2} (\bar{\mu}_L \gamma_\mu s_L \bar{e}_L \gamma_\mu e_L + \text{h.c.}) \quad (\text{II.19})$$

erhält man

$$\frac{\Lambda}{M_W} = \frac{g}{g_W} \sin \Theta_c^{-1/2} \left[\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma(K_L \rightarrow e\mu)} \right]^{1/4}, \quad (\text{II.20})$$

wobei Θ_c den Cabibbo-Winkel ($\sin \Theta_c \approx 0.23$) und $M_W \approx 81 \text{ GeV}$ die W-Bosonmasse bezeichnet. Mit dem experimentellen Grenzwert²²⁾

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow e\mu)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} < 2.3 \cdot 10^{-6} \quad (\text{II.21})$$

ergibt sich

$$\Lambda > g \cdot 6.6 \text{ TeV,} \quad (\text{II.22})$$

ebenfalls ein ziemlich hoher Wert, falls $g \approx 0(1)$. In Modellen, in denen es eine auf Substrukturniveau erhaltene Generationsquantenzahl gibt, ist es jedoch ohne Schwierigkeiten möglich, den Zerfall $K_L \rightarrow e\mu$ zu unterdrücken und somit (II.22) zu umgehen. Hierzu ist nur notwendig, daß Farb- und Generationsquantenzahl von einem der Subkonstituenten der Fermionen gleichzeitig getragen werden. In diesem Fall ist der Lagrangeoperator (II.19)

in niedrigster Ordnung verboten und der Zerfall $K_L \rightarrow e\mu$ verschwindet.²³⁾ Nichtkommutierende Massenmatrizen für den Up- und Down-Sektor brechen jedoch die Generationsquantenzahl auf dem Niveau der Bindungszustände und ermöglichen damit den Übergang $d\bar{s} \rightarrow e\bar{\mu}$ durch Ein-Loop-Diagramme. Ähnlich wie ein Standardmodell verschwindet aber das relevante Matrixelement für masselose Neutrinos infolge des GIM Mechanismus, und damit die Zerfälle $K_L \rightarrow e\mu$ und $K \rightarrow \pi e\mu$.

Für die $K^0-\bar{K}^0$ Mischung können wir fast wörtlich das soeben für $K_L \rightarrow e\mu$ gesagte übernehmen. Im Prinzip ist eine residuale Kontaktwechselwirkung der Form

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{g^2}{\Lambda^2} (\bar{d}_L \gamma_\mu s_L)(\bar{d}_L \gamma_\mu s_L) \quad (\text{II.23})$$

in der Lage, nicht verschwindende Beiträge zur $K^0-\bar{K}^0$ Mischung zu liefern. Der beobachtete Wert für die K_L-K_S Massendifferenz $\Delta m = 3.5 \cdot 10^{-15} \text{ GeV}^{22)}$ (äquivalent zur $K^0-\bar{K}^0$ Mischung) führt dann zu der unteren Grenze von

$$\Lambda \gtrsim g \cdot 1000 \text{ TeV}. \quad (\text{II.24})$$

Falls jedoch die Farb- und Generationsquantenzahl gemeinsam von einem Subkonstituenten getragen werden, so ist der Operator (II.23) verboten. Nichtkommutierende Massenmatrizen der Quarks induzieren eine $K^0-\bar{K}^0$ Mischung auf dem Ein-Loop Niveau und man erwartet ein ähnliches Resultat für die K_L-K_S Massendifferenz wie im Standardmodell.

Abschließend wollen wir nun noch kurz den Protonzerfall betrachten. Falls Quarks und Leptonen aus denselben Konstituenten aufgebaut sind, so sind unter Umständen Prozesse wie $u\bar{u} \rightarrow \bar{d} e^+$ durch ein einfaches Rearrangement der Konstituenten möglich. Dies würde zu Protonenzerfall führen: $p \rightarrow e^+ \pi^0$. Ähnlich wie $K_L \rightarrow e\mu$ oder die $K^0-\bar{K}^0$ Mischung könnte dieser Prozeß durch eine Kontaktwechselwirkung analog zu (II.19) beschrieben werden. Für die Lebenszeit des Protons findet man dann größenordnungsmäßig

$$\tau_p \sim \frac{\Lambda^4}{g^4 m_p^5}. \quad (\text{II.25})$$

Berücksichtigt man den gegenwärtigen Grenzwert von $\tau_p > 10^{31}$ Jahre²⁴⁾ so erhält man

$$\Lambda \gtrsim g \cdot 4 \cdot 10^{15} \text{ GeV.} \quad (\text{II.26})$$

Zusammenfassend können wir feststellen, daß eine Substrukturskala Λ von 1 TeV oder etwas weniger keineswegs durch das Experiment ausgeschlossen ist, sofern die unterliegenden Substrukturmodelle einige einfache Bedingungen erfüllen, um seltene Zerfälle wie z.B. $K_L \rightarrow e\mu$ oder $p \rightarrow e^+ \pi^0$ zu unterdrücken. Insbesondere sind also Modelle, in denen die schwache Wechselwirkung ein residualer Effekt der Substrukturdynamik und konsequenterweise die Substrukturskala Λ von der Größenordnung $G_F^{-1/2} \approx 300 \text{ GeV}$ ist, konsistent mit den gegenwärtigen experimentellen Daten. Es wird jedoch mit Hilfe der neuen Beschleuniger in den nächsten Jahren möglich sein, die untere Grenze für Λ um etwa eine Größenordnung nach oben zu schieben, oder aber tatsächlich Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells zu sehen.

II.2 Substrukturmodelle mit residualer schwacher Wechselwirkung

Die Idee, Quarks und Leptonen als zusammengesetzte Objekte aufzufassen, kam bereits vor über zehn Jahren auf.²⁵⁾ Seitdem ist eine Vielzahl an Modellen entwickelt worden, wobei sich in den letzten Jahren das Interesse auf Versuche, die schwache Wechselwirkung als residualen Effekt der Substrukturdynamik zu interpretieren, konzentriert hat. Es ist jedoch wahrscheinlich unmöglich, das richtige Substrukturmodell (sofern Quarks und Leptonen überhaupt Bindungszustände sind) ohne zusätzliche experimentelle Informationen zu erraten. Die bisher existierenden Modelle sollten deshalb als vorläufig angesehen werden. Einige ihrer allgemeinen Eigenschaften werden sich vielleicht als richtig erweisen, andere nicht.

Zwei verschiedene Möglichkeiten, zusammengesetzte Spin 1/2 Teilchen aufzubauen, sind denkbar. Zum einen kann man ähnlich wie im Quarkmodell vorgehen und Quarks und Leptonen aus drei Spin 1/2 Subkonstituenten zusammensetzen. Die zweite, vielleicht noch einfachere Möglichkeit, besteht darin, die Fermionen als Bindungszustände eines Spin 0 Bosons und eines Spin 1/2

Fermions aufzufassen. Im folgenden werden wir nun einen kurzen Überblick über die wichtigsten Vertreter dieser beiden Klassen geben. Dabei werden wir uns auf jene Eigenschaften konzentrieren, die für die spätere phänomenologische Diskussion von Bedeutung sein werden. Andere, mehr fundamentale Probleme, werden wir nur am Rande erwähnen, ohne dabei jedoch deren Wichtigkeit zu übersehen.

II.2.1 Das Rishonmodell²⁶⁾

Die einfachste Möglichkeit, die vier Quarks und Leptonen der ersten Generation ν_e , e , u und d aus drei Fermionen aufzubauen, besteht darin, vollkommen analog zum Aufbau der vier Spin $3/2$ Δ -Resonanzen im Quarkmodell vorzugehen. Hierbei hat man jetzt jedoch sicherzustellen, daß die Fermi-statistik Spin $1/2$ -Bindungszustände erlaubt. Analog zu den u - und d -Quarks, welche die Δ -Resonanzen aufbauen, führen wir zwei "Rishons" T und V ein.²⁷⁾ Für die unterliegende Dynamik nehmen wir, analog zur QCD, eine auf der Gruppe $SU(3)_h$ ("Hypercolor" Gruppe) basierende ungebrochene Eichtheorie an. T und V transformieren sich als Triplets unter $SU(3)_h$. Die Quarks und Leptonen der ersten Generation werden dann mit den folgenden Hypercolor-Singulett-Bindungszuständen identifiziert:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V V V \\ \bar{T} \bar{T} \bar{T} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T T V \\ \bar{V} \bar{V} \bar{T} \end{pmatrix}. \quad (II.27)$$

Starke und elektromagnetische Wechselwirkungen bleiben fundamentale Eichwechselwirkungen im Rishonmodell. Infolge der Fermistatistik muß sich T als Triplett, V jedoch als Antitriplett unter $SU(3)_C$ transformieren. Die elektrische Ladung von T beträgt $1/3$ (in Einheiten von e), während V elektrisch neutral ist. Rishons transformieren sich folglich unter der ungebrochenen Eichsymmetrie $SU(3)_h \times SU(3)_C \times U(1)_Q$ wie

$$T = \left(\underline{3}, \underline{3}, \frac{1}{3} \right), \quad V = \left(\underline{3}, \bar{\underline{3}}, 0 \right). \quad (II.28)$$

Neben den lokalen Symmetrien besitzt der Lagrangeoperator des Rishonmodells noch eine globale $U(1)_R \times U(1)_{B-L} \times U(1)_A \times Z_{12}$ Symmetrie. R zählt dabei die totale Rishonzahl, $B-L$ die Differenz von Baryon- und Leptonenzahl.

$U(1)_A$ ist eine ungebrochene axiale Symmetrie, während Z_{12} die erhaltene Untergruppe einer weiteren axialen $U(1)$ -Gruppe ist, die durch Farb- und Hypercolor-Instantonen gebrochen wird. $T(V)$ besitzt $R = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{3} \right)$ und $B-L = \frac{1}{3} \left(-\frac{1}{3} \right)$. Die axiale $U(1)$ Ladung weist für links- und rechtshändige Fermionen unterschiedliche Vorzeichen auf, mit $A = +1 \ (-1)$ für das linkshändige $T(V)$ -Rishon. Die Ladung der diskreten Z_{12} Symmetrie kann als Generationsquantenzahl aufgefaßt werden.²⁸⁾ Höhere Generationen können im Rishonmodell aus der ersten Quark-Lepton-Familie durch hinzufügen von $\bar{T}\bar{T} \bar{V}\bar{V}$ Lorentzskalaren gebildet werden. Alle Quantenzahlen mit Ausnahme der Z_{12} -Ladung, die sich um ± 4 verändert und modulo 12 erhalten ist, verschwinden für $\bar{T}\bar{T} \bar{V}\bar{V}$. Falls wir annehmen, daß sich die verschiedenen Generationen durch ihre Z_{12} -Ladung unterscheiden, so können nur drei Quark-Lepton Familien gebildet werden.

Die Substrukturskala Λ ist im Rishonmodell durch die Hypercolor-Confinementskala Λ_h gegeben. Da Quarks und Leptonen aus denselben Konstituenten bestehen und nur $B-L$ erhalten ist, kann das Proton ohne Schwierigkeiten in $e^+ \pi^0$ zerfallen und Λ_h muß deshalb (siehe (II.26)) von der Größenordnung $10^{15}-10^{16}$ GeV sein. Etwas raffiniertere Versionen des Rishonmodells sind in der Lage, den Protonenzerfall in niedrigster Ordnung (d.h. $\tau_p \propto \Lambda_h^4$) zu verbieten. Auf diese Weise läßt sich dann Λ_h bis etwa 10^7 GeV herunterdrücken.²⁹⁾

Der fundamentale Lagrangeoperator des Rishonmodells besitzt keine globale $SU(2)$ Symmetrie. Erst auf dem Niveau der Hypercolor-Singulett-Bindungszustände begegnen wir im effektiven Lagrangeoperator einer globalen, effektiven $SU(2)_L \times SU(2)_R$ Symmetrie für die schwache Wechselwirkung und ihr rechtshändiges Gegenstück. Die intermediären Vektorbosonen von $SU(2)_L$ und $SU(2)_R$ werden mit den $SU(3)_h$ -Singulett-Bindungszuständen

$$\begin{pmatrix} W_{L,R}^+ \\ Z_{L,R} \\ W_{L,R}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T\bar{T} \ V\bar{V} \\ T\bar{T} + V\bar{V} \\ \bar{T}\bar{T} \ \bar{V}\bar{V} \end{pmatrix} \quad (\text{II.29})$$

identifiziert. Ihre Masse kann im Prinzip durch eine dynamische Brechung

der $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ Symmetrie durch nicht verschwindende Vakuumserwartungswerte von zusammengesetzten Higgsbosonen erzeugt werden, die sich unter dieser Gruppe wie $(\underline{1}, \underline{3})$ und $(\underline{2}, \underline{2})$ transformieren. Auf die gleiche Weise können Quark- und Leptonmassen erzeugt und die Parität spontan gebrochen werden.

Quarks, Leptonen, intermediäre Vektorbosonen und Higgsbosonen sind nicht die einzigen Hypercolor-Singulettzustände im Rishonmodell. Wie man leicht mit Hilfe von (II.27) und (II.28) sieht, gibt es zu jedem Lepton zwei Farboktett- und einen Farbdokuplett-Partner ($\underline{3} \times \underline{3} \times \underline{3} = \underline{1} + \underline{8} + \underline{8} + \underline{10}$) und zu jedem Quark einen $SU(3)_C$ -Sextett- und einen $SU(3)_C$ - $\underline{15}$ -plet Partner. Weiterhin erwartet man das Auftreten von Farboktett-Partnern der W- und Z-Bosonen. Alle diese Objekte sind ebenfalls $SU(3)_h$ -Singulettzustände.^{F1)}

Das oben skizzierte Rishonmodell besitzt zwei Hauptprobleme. Das erste zeigt sich, wenn wir die hypothetische Situation einer verschwindenden Farbkopplungskonstante ($g_s \rightarrow 0$) analysieren. Da $g_s \ll g_h$ (g_h : Hypercolor-Kopplungskonstante) bei der Skala Λ_h , sollte dieses Verfahren eine gute Näherung darstellen. Im Limes $g_s \rightarrow 0$ bilden T und V zusammen ein fundamentales $\underline{6}$ -plet einer $SU(6)$ -Symmetrie und das Rishonmodell geht in eine QCD Version mit sechs Flavours über. In diesem Fall wissen wir jedoch, daß die chirale Symmetrie durch Fermion-Antifermion-Kondensate dynamisch gebrochen wird und die Bindungszustände eine Masse der Größenordnung Λ_h erhalten. Quarks und Leptonen sollten also eine Masse von 10^7 oder vielleicht sogar 10^{15} GeV besitzen.

Das zweite Problem im Rishonmodell ist die kleine Masse der W- und Z-Bosonen ($M_W \approx 81$ GeV, $M_Z \approx 93$ GeV), verglichen mit der Größe von $\Lambda_h \approx 10^7 - 10^{15}$ GeV. Hierfür gibt es keinerlei Symmetriegrund, vielmehr würde man erwarten, daß die dimensionsbehafteten Größen des effektiven Higgspotentials alle von der Größenordnung von Λ_h sind. Dasselbe würde dann auch für die Vakuumserwartungswerte und damit auch für die W- und Z-Massen gelten.

Die Probleme des Rishonmodells kann man zumindest teilweise durch Einführung einer Supersymmetrie³¹⁾ umgehen oder lösen.³⁰⁾ In diesem Fall ist es (noch) unbekannt, ob die chirale Symmetrie durch Kondensate gebrochen

wird oder nicht. Im optimistischen Fall kann man davon ausgehen, daß sie erhalten bleibt und Quarks, Leptonen und eventuell auch deren farboxotische Partner masselos hält. W- und Z-Bosonen bilden nun zusammen mit ihren supersymmetrischen Spin 1/2 Partnern ein Supermultiplett. Sofern, in erster Näherung, diese Fermionen ebenfalls aufgrund der ungebrochenen chiralen Symmetrie masselos sind, so würde die Supersymmetrie auch für $W^\pm$ und Z^0 Masse Null erzwingen. Die endliche Masse der intermediären Vektorbosonen könnte dann z.B. durch Brechung der Supersymmetrie entstehen.

II.2.2 Modelle von Abbott-Farhi Typ

Das Abbott-Farhi Modell³²⁾ basiert auf demselben Lagrangeoperator wie die $SU(2)_L \times U(1)$ Standardtheorie. Für eine Quark-Lepton-Generation führen wir vier (für ein Lepton und drei farbige Quarks) linkshändige $SU(2)_L$ -Dublett Fermionen ψ_{Li}^a , $a = 1-4$, $i = 1, 2$ und ein komplexes $SU(2)_L$ -Dublett an skalaren Feldern ein. Zusätzlich gibt es noch acht rechtshändige Fermionen u_R^a und d_R^a , welche die $SU(2)_L$ Kraft nicht verspüren. All diese Teilchen haben die gleichen $U(1)$ Quantenzahlen wie im Standardmodell. Sie wechselwirken untereinander durch $SU(2)_L$, $SU(3)_C$ und $U(1)$ Eichkräfte, sowie durch Yukawa- und skalare Selbstwechselwirkungen. Gegenüber dem Standardmodell werden nur die Werte einiger Parameter geändert:

- 1) Das Higgspotential wird so modifiziert, daß der Vakuumerwartungswert verschwindet. $SU(2)_L$ wird somit nicht spontan gebrochen.
- 2) Der Wert der $SU(2)_L$ Kopplungskonstante wird soweit vergrößert, daß die $SU(2)_L$ Kräfte bei einer Skala von $G_F^{-1/2} \approx 300$ GeV stark werden. Man erwartet dann, daß, ähnlich wie in der QCD, Confinement eintritt. $SU(2)_L$ ist damit die Hypercolorgruppe, die für die Bindung der Subkonstituenten von Quarks und Leptonen verantwortlich ist.
- 3) Die $U(1)$ wird als die Eichsymmetrie der elektromagnetischen Wechselwirkung interpretiert.

Elektromagnetische, Farb- und Yukawa-Wechselwirkungen sind bei Energien von der Größe $G_F^{-1/2}$ schwach verglichen mit der Stärke der $SU(2)_L$ Kraft, so daß man diese Wechselwirkungen in erster Näherung vernachlässigen kann. In diesem Fall besitzt der fundamentale Lagrangeoperator eine globale $SU(4)_L$.

Symmetrie, die durch die linkshändigen Fermionen ψ_{Li}^a erzeugt wird. Zusätzlich existiert noch eine globale $SU(2)$ Symmetrie, die mit dem skalaren Dublett assoziiert ist. Schreibt man die skalaren Felder in der Form

$$\Omega = \begin{pmatrix} \phi_1 & -\phi_2^* \\ \phi_2 & \phi_1^* \end{pmatrix}, \quad (II.30)$$

dann ist der $SU(2)_L$ Lagrangeoperator unter der Transformation $\Omega \rightarrow \Omega U$ invariant, wobei U eine beliebige $SU(2)$ -Matrix ist. Diese $SU(2)$ -Gruppe wird mit der Symmetrie der schwachen Wechselwirkungen identifiziert und ist nur bei verschwindender elektromagnetischer und Yukawa-Kopplungskonstante exakt erhalten. Die gesamte globale Symmetrie des Abbott-Farhi-Modells ist somit $SU(2) \times SU(4)_L$, wobei sich Ω wie $(\underline{2}, \underline{1})$ und ψ_L wie $(\underline{1}, \underline{4})$ transformiert. Linkshändige Quarks und Leptonen sind nun $SU(2)_L$ -Singulett-Bindungszustände der fundamentalen Fermionen und des skalaren Dubletts von der Form

$$F_L^a = \begin{pmatrix} \phi_i^* \psi_{Li}^a \\ \epsilon_{ij} \phi_i \psi_{Lj}^a \end{pmatrix} = \Omega^+ \psi_L^a \quad (II.31)$$

und transformieren sich unter der globalen $SU(2) \times SU(4)_L$ Symmetrie wie $(\underline{2}, \underline{4})$. Die elementaren rechtshändigen Fermionen u_R^a und d_R^a werden mit den rechtshändigen Quarks und Leptonen identifiziert. Fermionmassen entstehen im Abbott-Farhi-Modell durch die Yukawa-Kopplungen des skalaren Dubletts und sind deshalb freie Parameter der Theorie. Hierbei wird die globale chirale $SU(2) \times SU(4)_L$ Symmetrie, die Quarks und Leptonen zunächst masselos hält,^{F2)} explizit gebrochen.

Die intermediären Vektorbosonen sind im Abbott-Farhi-Modell $SU(2)_L$ -Singulett-Bindungszustände aus zwei skalaren Feldern der Form

$$\begin{pmatrix} W_{\mu}^{+-} \\ W_{\mu}^{(3)} \\ W_{\mu}^{-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_i^* D_{\mu} \epsilon_{ij} \phi_j^* \\ \phi_i^* \overleftrightarrow{D}_{\mu} \phi_i \\ \phi_i \epsilon_{ij} D_{\mu} \phi_j \end{pmatrix} \quad (II.32)$$

und bilden ein Triplet unter der globalen $SU(2)$. D_μ bezeichnet dabei die $SU(2)_L \times U(1)$ kovariante Ableitung. Bei Abwesenheit der elektromagnetischen Kräfte ist infolge der ungebrochenen $SU(2)$ Symmetrie die Masse der drei W -Bosonen identisch: $M(W^+) = M(W^-) = M(W^{(3)})$. Da nur die linkshändigen Quarks und Leptonen zusammengesetzte Objekte sind, besitzen die geladenen schwachen Ströme automatisch $V-A$ Struktur. Im $q^2 \rightarrow 0$ Limes werden schwache Prozesse mit geladenen Strömen folglich durch denselben effektiven Lagrange-term wie im Standardmodell beschrieben:

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{4 G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^+ J_\mu^- \quad (II.33)$$

Hierbei ist die Fermikonstante G_F durch

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_W^2}{8 M_W^2} \quad (II.34)$$

gegeben und $J_\mu^+ = \bar{u}_L \gamma_\mu d_L$, $J_\mu^- = J_\mu^{+\dagger}$ bezeichnet den geladenen schwachen Strom. Die Kopplungskonstante g_W der effektiven $W\bar{F}F$ -Kopplung ist ein Maß für den Überlapp der Wellenfunktionen der Bindungszustände. Dies ist in Fig. II-1 illustriert, die gestrichelten Linien deuten dabei den Austausch von $SU(2)_L$ Eichbosonen, die für die Bindung verantwortlich sind, an. Die Struktur des neutralen schwachen Stromes wird durch die Mischung des $W^{(3)}$ -Teilchens mit dem Photon³³⁾ beeinflusst (Fig. II-2). Dieser Effekt kann durch eine Identität zwischen dem elektromagnetischen Strom und dem $W^{(3)}$ -Feld beschrieben werden und führt hierdurch zusammen mit der globalen $SU(2)$ Symmetrie zu den Standardmassenrelationen für $W^\pm$ und Z^0 , sowie zu derselben Struktur des neutralen schwachen Stromes wie im $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Standardmodell. Z^0 bezeichnet hierbei den Masseneigenzustand des neutralen intermediären Vektorbosons. Wir werden auf das Konzept der Strom-Feld-Identität und ihre Konsequenzen im Detail im nächsten Abschnitt zurückkommen.

Neben den W - und Z -Bosonen sind noch weitere Bindungszustände aus zwei Skalaren denkbar. Bose-Symmetrie verbietet jedoch die Existenz von Spin 0 Partnern zu $W^\pm$ und Z^0 sowie die eines $SU(2)$ -Singulett-Vektorbosons, so daß nur ein neutraler $SU(2)$ -Singulett Spin 0 Zustand $H = \phi_i^\dagger \phi_i$ übrigbleibt. Er entspricht dem Higgsboson im Standardmodell. Die enge Verwandtschaft des

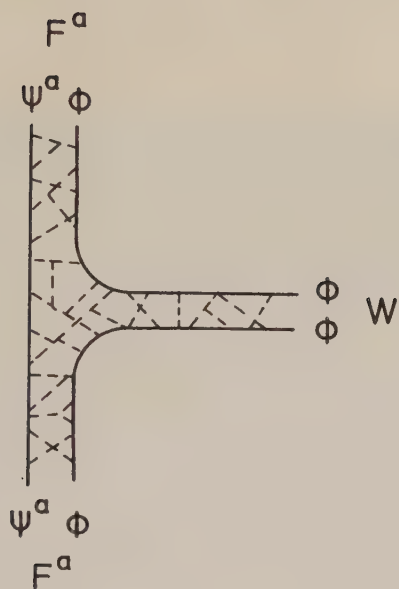


Fig. II-1

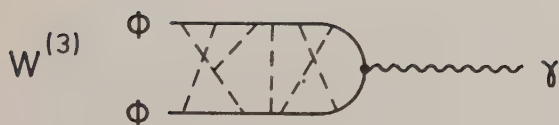


Fig. II-2

physikalischen Teilchenspektrums im Abbott-Farhi- und im Standardmodell hat wahrscheinlich einen tieferen Hintergrund. Beide Modelle können in der Tat als eine Theorie gedeutet werden, die einmal in der spontan gebrochenen, das andere Mal in der "Confinement"-Phase realisiert ist. Wie man festgestellt hat, existiert jedoch für SU(2) keine Grenze zwischen den beiden Phasen, und dies könnte die Ursache für die Komplementarität der physikalischen Spektren im Abbott-Farhi- und im Standardmodell sein.³⁴⁾

Im Gegensatz zum Rishonmodell gibt es im Abbott-Farhi-Modell keine farboxotischen Partner zu Quarks und Leptonen. Jedoch sagt das Modell ein SU(4)-Singulett sowie ein SU(4) 15-plet an zusätzlichen Vektorbosonen voraus.³⁵⁾ Sie sind Fermion-Antifermion Bindungszustände:

$$V_{\mu}^{\prime 0} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_{Li}^a \gamma_{\mu} \psi_{Li}^a, \quad V_{\mu}^{\prime A} = \bar{\psi}_{Li}^a \left(\frac{\lambda^A}{2} \right)_{ab} \gamma_{\mu} \psi_{Li}^b, \quad (\text{II.35})$$

wobei λ^A , $A = 1-15$, die SU(4) Generatoren sind. Sowohl $V^{\prime 0}$ wie auch $V^{\prime A}$ sind Singuletts unter der SU(2)-Symmetrie der schwachen Wechselwirkung. Da $SU(3)_C \subset SU(4)$, enthält $V^{\prime A}$ auch farbige Vektorbosonen: das 15-plet transformiert sich unter SU(3) wie

$$\begin{array}{cccccc} \underline{15} & = & \underline{1} & + & \underline{3} & + & \underline{\bar{3}} & + & \underline{8} \\ \uparrow & & \uparrow & & \uparrow & & \uparrow & & \uparrow \\ V^{\prime A} & & \gamma & & V_3' & & V_{\bar{3}}' & & V_8' \end{array}, \quad (\text{II.36})$$

so daß wir Farbtriplett- und Farboktett-Vektorbosonen erwarten. Der Austausch dieser zusätzlichen Spin 1 Teilchen kann den effektiven Lagrangeoperator der schwachen Wechselwirkung im $q^2 \rightarrow 0$ Limes verändern. In Abschnitt III.1 werden wir diesen Effekt näher untersuchen und untere Grenzwerte für die Massen der neuen Vektorbosonen ableiten. V_8' kann in ähnlicher Weise mit den Gluonen mischen wie das $W^{(3)}$ -Boson mit dem Photon.

Bis jetzt haben wir nur eine Generation an Quarks und Leptonen betrachtet. Die einfachste, aber sicher am wenigsten befriedigende Methode, mehrere Fermionengenerationen im Abbott-Farhi-Modell zu erhalten, besteht in ihrer Einführung per Hand.³²⁾ Zu diesem Zweck wird der Index a der fundamentalen Fermionen auf $a = 1-12$ ausgedehnt, d.h. die Anzahl der ψ -Felder wird

verdreifacht. Die globale Symmetrie vergrößert sich dabei von $SU(2) \times SU(4)_L$ auf $SU(2) \times SU(12)_L$, so daß das Bild der schwachen Wechselwirkung völlig ungeändert bleibt. Die zusätzlichen schweren Vektorbosonen klassifizieren sich nun jedoch bezüglich der $SU(12)$ -Gruppe: Sie bilden ein Singulett und ein $\underline{143}$ -plet. Da sowohl der Farb- als auch der Generationsindex von den fundamentalen Fermionen getragen wird, gibt es, wie wir bereits im letzten Unterabschnitt festgestellt haben, keine Probleme mit seltenen Kaonprozessen, wie $K_L \rightarrow e\mu$ oder der $K^0-\bar{K}^0$ Mischung, ein großer Vorteil dieser ad hoc Einführung der Generationsstruktur.

Obwohl das Abbott-Farhi-Modell sehr attraktiv erscheint, besitzt es zwei theoretisch nicht zufriedenstellende Eigenschaften:

- 1) Es enthält, wie das Standardmodell, elementare skalare Felder. Wie bereits in der Einleitung erwähnt, bedeutet dies, daß das Modell instabil gegen große Massenskalen wird.
- 2) Nur linkshändige Quarks und Leptonen sind Bindungszustände mit Radius $G_F^{1/2}$, rechtshändige Fermionen hingegen sind elementare Objekte. Diese Situation ist ästhetisch sehr unbefriedigend.

Eine Möglichkeit, die mit fundamentalen skalaren Feldern assoziierten Probleme zu vermeiden, besteht darin, die Spin 0 Bosonen ϕ_i des Abbott-Farhi-Modells selbst wieder als Bindungszustände aus zwei Fermionen aufzufassen.³⁶⁻³⁸⁾ Dies bedingt zwangsläufig³⁸⁾ eine Hypercolorodynamik mit zwei Confinementskalen, $\Lambda \sim G_F^{-1/2}$ und $\Lambda' \gg \Lambda$, wobei Λ mit $SU(2)_L$ und Λ' mit einer weiteren Eichgruppe G_H' assoziiert ist. Ähnlich wie in den Technicolor-Modellen werden die dynamischen Skalare ϕ_i bei der höheren Skala Λ' als Bindungszustände gebildet. Um ϕ_i als Konstituenten von nahezu masselosen Quarks und Leptonen auffassen zu können, darf ihre Masse M_{ϕ_i} nicht viel größer als die Confinement-Skala Λ der Wechselwirkung sein, die ϕ_i in Quarks und Leptonen bindet. Dies bedeutet, daß $M_{\phi_i} \ll \Lambda'$, d.h. ϕ_i muß ein Pseudo-Goldstone-Boson sein, welches durch die spontane Brechung einer globalen Symmetrie bei der Confinement-Skala Λ' entsteht. Modelle, in denen dies der Fall ist, lassen sich ohne Schwierigkeiten angeben. Es ist sogar möglich, G_H' so zu wählen ($G_H' = SU(2)_R$), daß für $\Lambda' \gtrsim \Lambda$ auch

die rechtshändigen Quarks und Leptonen als masselose Bindungszustände aufgefaßt werden können.³⁷⁾

Eine alternative Möglichkeit, die Instabilität elementarer Skalare gegenüber Strahlungskorrekturen zu umgehen, stellt die Supersymmetrisierung des Abbott-Farhi-Modells dar.³⁹⁾ In diesem Fall garantieren die Nichtrenormierungstheoreme der Supersymmetrie³¹⁾ Stabilität gegenüber Strahlungskorrekturen. Die fundamentalen chiralen Superfelder des supersymmetrischen Abbott-Farhi-Modells bilden ein Sextett unter einer globalen $SU(6)_L \times U(1)$ Symmetrie, welche die $SU(2) \times SU(4)_L$ Gruppe des ursprünglichen Modells ersetzt. Um eine konsistente Theorie zu erhalten, hat sich erwiesen, daß die globale Symmetrie entweder ungebrochen bleiben muß, oder spontan in $SU(2)_L \times SU(4)_L \times U(1)$ gebrochen wird,⁴⁰⁾ wobei $SU(2)_L$ die Symmetriegruppe der schwachen Wechselwirkung ist. Die hieraus resultierenden zusammengesetzten Goldstone-Superfelder transformieren sich wie $(\underline{2}, \underline{\bar{4}}) + (\underline{1}, \underline{1})$ unter $SU(2)_L \times SU(4)_L$, ihre fermionischen Komponenten, die sogenannten "Quasi-Goldstone-Fermionen"⁴¹⁾ (QGF), repräsentieren die linkshändigen Quarks, Leptonen und das sogenannte "Novino",³⁹⁾ das weitestgehend von der restlichen Materie entkoppelt. Sofern die Supersymmetrie nicht gebrochen ist, sind Quarks und Leptonen aufgrund ihres Goldstone-Charakters absolut masselos. Zudem sind die Konsistenzbedingungen von 't Hooft¹³⁾ bezüglich der ungebrochenen chiralen $SU(2)_L \times SU(4)_L \times U(1)$ Restsymmetrie erfüllt. Die residualen Wechselwirkungen der Goldstone-Superfelder können nun durch ein supersymmetrisches nichtlineares σ -Modell beschrieben werden.⁴¹⁾ Wie nicht anders zu erwarten, stimmt der hieraus resultierende effektive Lagrangeoperator für Quarks und Leptonen im $q^2 \rightarrow 0$ Limes bis auf einen stark unterdrückten isoskalaren Term mit dem Ergebnis für die schwachen Wechselwirkungen überein³⁹⁾. Der isoskalare Term beschreibt dabei den Austausch des $SU(4)$ $\underline{15}$ -plets an exotischen Vektorbosonen (siehe (II.36)) und seine Unterdrückung zeigt, daß diese Objekte erheblich schwerer als $W^\pm$ und Z^0 sein müssen.

Fermionengenerationen lassen sich in das supersymmetrische Abbott-Farhi-Modell im Prinzip durch eine Vergrößerung der Anzahl der chiralen Superfelder von 6 auf 14 einbauen.³⁹⁾ Die globale Symmetrie wird hierdurch auf $SU(14)_L \times U(1)$ erweitert und durch ihre Brechung auf $SU(2)_L \times SU(12)_L \times U(1)$ entste-

hen drei Generationen linkshändiger Quarks und Leptonen als Quasi-Goldstone-Fermionen. Rechtshändige zusammengesetzte Fermionen lassen sich durch links-rechts-Symmetrisierung, d.h. durch Erweiterung der Hypercolor-Gruppe auf $SU(2)_L \times SU(2)_R$ mit $\Lambda_R > G_F^{-1/2}$ erreichen.⁴²⁾

Das Abbott-Farhi-Modell und seine Erweiterungen gehören gegenwärtig zu den realistischen Ansätzen für ein mögliches Substrukturmodell. Nach wie vor ungelöst bleibt hier jedoch das Generationenproblem und damit verknüpft das Problem der Quark- und Leptonmassen.

II. 2.3 Modelle vom Fritzsch-Mandelbaum Typ⁴³⁻⁴⁵⁾

Falls die schwachen Wechselwirkungen tatsächlich ein residualer Effekt einer Substrukturdynamik sind, so spielen die W- und Z-Bosonen in dieser Theorie eine ähnliche Rolle wie die ϱ -Mesonen im Rahmen der QCD. Diese Beobachtung legt einen Aufbau der intermediären Vektorbosonen analog zu diesen Objekten nahe. ϱ -Mesonen sind $SU(3)_C$ -Singulett-Quark-Antiquark-Bindungszustände. Die Konstituenten des Isotriplets ϱ^+ und ϱ^0 , die u- und d-Quarks, bilden dabei, falls sie gleiche Massen besitzen, ein Dublett unter der globalen $SU(2)$ -Isospin-Symmetrie. Analog zu dieser Situation führen wir nun zwei masselose Spin 1/2 Fermionen α und β als Konstituenten der intermediären Vektorbosonen ein. Sie werden durch eine neue, sehr starke, sogenannte Hypercolor-Wechselwirkung mit Confinement-Skala $\Lambda_h \sim G_F^{-1/2}$ aneinander gebunden. Starke und elektromagnetische Wechselwirkungen bleiben fundamentale Eichwechselwirkungen. In Abwesenheit der elektromagnetischen Kräfte erzeugt das Dublett (α_β) die globale $SU(2)_W$ Symmetrie der schwachen Wechselwirkung, die somit als "Hyperflavor"-Symmetrie interpretiert werden kann.^{F3)}

Zum Aufbau einer Quark-Lepton Generation reichen α und β alleine jedoch nicht aus. Hierzu benötigen wir mindestens noch zwei Bosonen (im einfachsten Fall masselose Skalare) x und y, die zwischen Quarks und Leptonen unterscheiden:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & y \\ \beta & y \end{pmatrix} , \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & x \\ \beta & x \end{pmatrix} . \quad (\text{II.37})$$

Die Quantenzahlen der vier Subkonstituenten sind die Tabelle II-1 zusammengestellt, wobei nur die drei einfachsten Möglichkeiten für die $SU(3)_C$ -Darstellung von α , β , x und y angegeben wurden.^{F4)} Schema A stimmt für $q = \frac{1}{2}$ mit dem Greenberg-Sucher Modell,⁴⁴⁾ Schema C mit dem ursprünglichen Fritzsche-Mandelbaum Modell⁴³⁾ überein.

Tabelle II-1

Quantenzahlen der Subkonstituenten in Modellen vom Fritzsche-Mandelbaum Typ. q ist ein freier Parameter. Die Hypercolor-Darstellung $\underline{n}$ wird als komplex angenommen. Alle Felder werden als masselos vorausgesetzt.

	Spin	el. Ladung	Hypercolor-Darst.	Farbdarstellung		
				A	B	C
α	$\frac{1}{2}$	q	$\underline{n}$	$\underline{1}$	$\underline{3}$	$\bar{\underline{3}}$
β	$\frac{1}{2}$	$q - 1$	$\underline{n}$	$\underline{1}$	$\underline{3}$	$\bar{\underline{3}}$
x	0	$\frac{2}{3} - q$	$\bar{\underline{n}}$	$\underline{3}$	$\underline{1}$	$\bar{\underline{3}}$
y	0	$-q$	$\bar{\underline{n}}$	$\underline{1}$	$\bar{\underline{3}}$	$\underline{3}$

Das Isotriplett der intermediären Vektorbosonen wird mit den leichtesten Hypercolor-Singulett-Bindungszuständen der Form

$$\begin{pmatrix} W^+ \\ W^{(3)} \\ W^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha \bar{\beta} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha \bar{\alpha} - \beta \bar{\beta}) \\ \beta \bar{\alpha} \end{pmatrix} \quad (\text{II.38})$$

identifiziert. Elektromagnetische Wechselwirkungen brechen die $SU(2)_W$ -Symmetrie und das $W^{(3)}$ -Boson mischt mit dem Photon,³³⁾ analog wie im Abbott-Farhi-Modell. In Fig. II-2 ist lediglich $\emptyset$ durch α bzw. β zu ersetzen. Wie in Abschnitt II.2.2 bereits erwähnt, kann die Mischung mit dem Photon durch eine Identität zwischen dem elektromagnetischen Strom und dem $W^{(3)}$ -

Boson beschrieben werden, welche dann zusammen mit der globalen $SU(2)_W$ -Symmetrie zu den Standardwerten für W- und Z-Massen und zur richtigen Struktur des neutralen schwachen Stromes führt. Im Gegensatz zum Abbott-Farhi-Modell ergibt sich jedoch die paritätsverletzende Struktur der schwachen Ströme nicht automatisch, sondern man muß entweder annehmen, daß dieser Effekt durch einen bislang noch unbekannten dynamischen Mechanismus erzeugt wird, oder aber daß nur linkshändige Quarks und Leptonen - zumindest in erster Näherung - Bindungszustände sind.

Wie wir festgestellt haben, wird in Modellen vom Fritzsche-Mandelbaum Typ die Struktur der Quark-Lepton Familien korrekt reproduziert. Jedoch gibt es keinen direkten Weg, verschiedene Generationen zu erhalten. Eine offensichtliche Möglichkeit hierfür wäre, einen Generationsindex $i = 1, 2, 3$ an x und y anzufügen. Da sich mindestens einer der beiden Skalare nicht-trivial unter $SU(3)_C$ transformiert, wären damit automatisch seltene Zerfälle wie $K_L \rightarrow e\mu$ etc. unterdrückt (siehe Abschnitt II.1). Eine interessantere Hypothese ist es jedoch anzunehmen, daß die höheren Generationen angeregte Zustände sind, die sich durch weitere Konstituenten, z.B. Paare von Subkonstituenten (ähnlich wie im Rishonmodell) von der ersten Familie unterscheiden. Obwohl ein detaillierter Vorschlag dieser Art noch fehlt, lassen sich in diesem Fall einige interessante Vermutungen über die Massenerzeugung bei Quarks und Leptonen, insbesondere über die Entstehung der Massenhierarchie, anstellen. Wir werden dies in Abschnitt IV.2 genauer diskutieren.

In den Modellen vom Fritzsche-Mandelbaum Typ sind, im Gegensatz zum Abbott-Farhi-Modell, (pseudo)skalare Partner der W- und Z-Bosonen a priori nicht ausgeschlossen. Da jedoch experimentell kein lorentzskalärer schwacher Strom beobachtet wird, müssen diese Objekte entweder sehr schwer sein, oder sie koppeln nur sehr schwach an Quarks und Leptonen. Ihre Existenz, bzw. Nichtexistenz, kann eventuell auch mit der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung zusammenhängen. Auf die Fragen und Probleme im Zusammenhang mit möglichen (pseudo)skalaren Partnern der W- und Z-Bosonen werden wir ausführlich in Abschnitt V.2 zurückkommen.

Die Konstituenten α und β der intermediären Vektorbosonen müssen, wie Schema

B und C zeigen, nicht notwendigerweise $SU(3)_C$ -Singulets sein. Für den Fall, daß sie eine nichttriviale Farbquantenzahl tragen, erwartet man die Existenz von Farboctett-Partnern der W- und Z-Bosonen, sowie der Leptonen. Unter Umständen gibt es auch Quarks in unüblichen $SU(3)_C$ -Darstellungen, in Schema C zum Beispiel erwartet man die Existenz von $SU(3)_C$ -Sextett-Quarks. Zusätzlich zu diesen Teilchen sollte es auch Spin 1, und eventuell Spin 0, Bindungszustände der Bosonen x und y untereinander geben. In Schema A und B lassen sich diese für $\alpha, \alpha_s \rightarrow 0$ ähnlich wie die Fermion-Antifermion-Bindungszustände im Abbott-Farhi-Modell, durch ein Singulett sowie durch die adjungierte Darstellung (15-plet) einer durch $\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$ aufgespannten $SU(4)$ -Symmetrie klassifizieren (x und y werden als masselos angenommen). Ihre Phänomenologie ist identisch mit derjenigen des 15-plets an "exotischen" Vektorbosonen im Abbott-Farhi-Modell; insbesondere gilt die Zerlegung (II.36) für sie. Alle diese Zustände sind zudem $SU(2)_W$ -Singulets, ebenso wie ein eventueller zusätzlicher Bindungszustand aus α und β :

$$V^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha \bar{\alpha} + \beta \bar{\beta}) . \quad (II.39)$$

Das Hauptproblem der Substrukturmodelle vom Fritzsche-Mandelbaum Typ ist die Existenz von elementaren Skalaren, die, wie schon mehrfach erwähnt wurde, instabil gegen Strahlungskorrekturen sind. Ähnlich wie im Abbott-Farhi-Modell, kann nun versucht werden, die Skalare als Bindungszustände aus zwei Fermionen aufzufassen, die durch eine weitere Wechselwirkung mit Confinement-Skala $\Lambda' \gg G_F^{-1/2}$ gebunden werden. Da wir die Darstellung unter der Hypercolorgruppe als komplex angenommen haben, läßt sich dieses Verfahren jedoch nur für vektorartige Darstellungen durchführen,³⁸⁾ d.h. sowohl links- als auch rechtshändige Fermionen sind zusammengesetzte Objekte. In diesem Fall ist es jedoch schwierig, die Paritätsverletzung in den schwachen Wechselwirkungen zu verstehen, insbesondere scheint eine spontane Brechung der Parität nahezu ausgeschlossen zu sein.⁴⁶⁾

Ein weiteres Problem dieser Modelle ist die Erfüllung der Konsistenzbedingungen von 't Hooft,¹³⁾ um durch eine ungebrochene chirale Symmetrie masselose Quarks und Leptonen erhalten zu können. Wie wir in Abschnitt IV.1 zeigen werden, sind diese Bedingungen nicht automatisch erfüllt. Vielmehr erweist sich, daß die globale Symmetrie, die von den fundamentalen masse-

losen Spin 0 Bosonen x und y im Limes verschwindender $SU(3)_C$ -Kopplungskonstante erzeugt wird, notwendigerweise spontan gebrochen werden muß, um eine Erfüllung der Konsistenzbedingungen zu ermöglichen. Falls jedoch, wie oben erwähnt, x und y selbst wieder Bindungszustände aus zwei Fermionen sind, ändert sich die Situation grundsätzlich. Die Erfüllung der 't Hooft Bedingungen hängt dann vom expliziten Modell für die Substruktur von x und y ab. Natürlich ist nicht ausgeschlossen, daß es in Modellen vom Fritzsche-Mandelbaum Typ auch andere Ursachen für masselose Quarks und Leptonen als eine ungebrochene chirale Symmetrie geben kann. Falls zum Beispiel eine Supersymmetrie eingeführt wird, so ist denkbar, daß, ähnlich wie im supersymmetrischen Abbott-Farhi-Modell Quarks und Leptonen als Quasi-Goldstone-Fermionen auftreten.

II.2.4 Zusammenfassung und Vergleich

Modelle vom Fritzsche-Mandelbaum-Typ stellen eine sehr allgemeine Klasse von Substrukturmodellen dar. Dies ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt, in dem noch sehr wenig über die Eigenschaften der eventuellen Substrukturdynamik bekannt ist, von großem Vorteil, denn Modelle, die möglichst allgemein gehalten sind, können relativ leicht an die Entwicklung angepaßt werden. Gleichzeitig stellt jedoch die ungenügende Spezifizierung der Fritzsche-Mandelbaum-Modelle ihre größte Schwäche dar, da viele wichtige Fragen, wie z.B. die Paritätsverletzung, ohne eine weitere Spezifizierung der Hypercolor-Dynamik unbeantwortet bleiben müssen. Sie befinden sich damit in einer ähnlichen Situation, wie sie im Quarkmodell vor etwa 20 Jahren auftrat. Auch hier war die Dynamik zunächst offen und es konnten deshalb wichtige Fragen, wie z.B. das Confinement-Problem, nicht geklärt werden. Dies gelang erst, als mit der QCD ein geeigneter Kandidat für die Dynamik vorlag.

Das Abbott-Farhi-Modell und seine Erweiterungen stellen hingegen Versuche mit genau festgelegter Substrukturdynamik dar, die in der Lage sind, eine ganze Reihe an dynamischen Einschränkungen zu realisieren. Hauptsächlich der Ursprung der Generationenstruktur sowie die Massenerzeugung für zusammengesetzte Fermionen bleiben in diesem Modell noch im Dunkeln. Für die supersymmetrische Erweiterung kommt hierzu noch das Problem der notwendigen Supersymmetriebrechung hinzu. Modelle vom Fritzsche-Mandelbaum- und vom Abbott-Farhi Typ besitzen einige Gemeinsamkeiten. In beiden Fällen sind

Quarks und Leptonen Bindungszustände aus einem Fermion und einem, eventuell dynamischen, Skalar. Die zweite hervorstechende Parallelität ist die Mischung des $W^{(3)}$ -Bosons mit dem Photon, die schließlich zur gleichen Struktur für den neutralen, schwachen Strom führt wie im Standardmodell.

Das Rishonmodell besitzt, im Vergleich zu den anderen Modellen, einige gravierende Nachteile. Zu nennen sind hier zum einen die Probleme Quarks, Leptonen und W-Bosonen leicht gegenüber der Substrukturskala $\Lambda_h > 10^7$ GeV zu halten, zum anderen der effektive Higgsmechanismus mit all seinen Nachteilen, den man annehmen muß, um zu den gleichen Massen für $W^\pm$ und Z^0 wie im Standardmodell zu gelangen. $W^{(3)}$ - γ Mischung und Strom-Feld-Identität lassen sich in diesem Modell nicht verwenden, da die $SU(2)$ -Symmetrie der schwachen Wechselwirkung keine globale Symmetrie des fundamentalen Lagrangeoperators ist. Wir werden aus diesen Gründen in dieser Arbeit nicht weiter auf das Rishonmodell eingehen.

Nach diesem kurzen Überblick über Aufbau und grundlegende Eigenschaften der wichtigsten Modelle mit zusammengesetzten Quarks, Leptonen und intermediären Vektorbosonen werden wir nun die phänomenologischen Aspekte und Konsequenzen dieser Modelle im Detail betrachten. Hierbei werden wir unser Augenmerk hauptsächlich auf mögliche Abweichungen von Standardmodellresultaten richten. Soweit dies möglich ist, wollen wir dabei modellunabhängig vorgehen, obwohl es manchmal zur Vereinfachung der Überlegungen günstig ist, sich auf eine spezielle Klasse von Modellen zu beschränken. Relativ breiten Raum in unserer Diskussion werden wir der Phänomenologie neuer zusammengesetzter Teilchen einräumen, da diese sicherlich mit die spektakulärsten Signale für eine Substruktur liefern können. Neben den farboxotischen Objekten, deren Spektrum, wie wir oben gesehen haben, sehr modellabhängig ist, werden wir dabei auch angeregte Zustände der zusammengesetzten Quarks, Leptonen und W-Bosonen betrachten, die in allen Substrukturmodellen auftreten sollten. Im nächsten Abschnitt werden wir uns nun zuerst mit dem Spin 1 Sektor beschäftigen.

III. PHÄNOMENOLOGIE DES SPIN 1 SEKTORS

III.1 Strom-Feld-Identitäten und effektive Eichtheorien

Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkungen beschreibt geladene und neutrale schwache Prozesse bei niedrigen Energien und sagt daneben u.a. auch die Massen der $W^\pm$ - und Z^0 -Vektorbosonen korrekt vorher. Substrukturmodelle, in denen die schwachen Wechselwirkungen als ein residueller Effekt der Dynamik der Subkonstituenten interpretiert werden, müssen hierzu ebenfalls in der Lage sein. Es ist deshalb von großem Interesse, die effektiven, residualen Wechselwirkungen zwischen Hypercolor-Singulett-Bindungszuständen wie Quarks, Leptonen und intermediären Vektorbosonen im Detail zu verstehen. Üblicherweise versucht man dies mit Hilfe einer Beschreibung durch eine effektive Lagrangedichte. Das Ziel, das man damit erreichen möchte, ist zweifach. Zum einen hofft man, hierdurch zu verstehen, warum die effektiven Wechselwirkungen zusammengesetzter Quarks, Leptonen und W-Bosonen bei niedrigen Energien den Standardmodellwechselwirkungen so ähnlich sind. Zum zweiten möchte man Vorhersagen für weitere zusammengesetzte Vektorbosonen, z.B. isoskalare oder farbige Objekte, und deren effektive Wechselwirkungen mit Quarks und Leptonen gewinnen. Diese können dazu dienen, um das Standardmodell von Substrukturmodellen zu unterscheiden. Abweichungen können dabei entweder bei niedrigen Energien $E < m_{W,Z}$ in Präzisionsmessungen, oder direkt bei hohen Energien $E > m_{W,Z}$ durch die Produktion neuer Zustände auftreten.

In Substrukturmodellen, in denen die $SU(2)_W$ -Symmetrie der schwachen Wechselwirkung als globale Symmetrie des fundamentalen Lagrangeoperators im Limes $\alpha \rightarrow 0$ auftritt und in denen das $W^{(3)}$ -Boson mit dem Photon mischt, kann man versuchen, aus der Hadronenphysik bei niedrigen Energien wohlbekannte und erfolgreiche Konzepte¹²⁾ zur Konstruktion der effektiven Lagrangedichte zu übernehmen. (Beispiele, in denen dies möglich ist, sind die Modelle vom Abbott-Farhi und Fritzsche-Mandelbaum Typ.) So wurden z.B. Prinzipien wie Vektorboson-Photon Mischung,³³⁾ Vektordominanz und Stromalgebra⁴⁷⁾ auf die schwachen Wechselwirkungen mit Erfolg übertragen.

Diese Konzepte lassen sich wie in den starken Wechselwirkungen in einer sogenannten Strom-Feld-Identität zwischen dem elektromagnetischen Strom

und dem neutralen $W^{(3)}$ -Boson zusammenfassen. Diese Identität kann nicht abgeleitet werden, sondern stellt vielmehr eine Hypothese dar, ähnlich der PCAC-Hypothese in den starken Wechselwirkungen. In diesem Abschnitt wollen wir nun zeigen, wie diese Hypothese zu einer effektiven Lagrangedichte der Dimension vier für zusammengesetzte Fermionen und W-Bosonen führt, die identisch mit der Lagrangedichte des Standardmodells in der unitären Eichung, jedoch ohne die Terme mit dem physikalischen Higgs-Boson, ist.⁴⁸⁾ Diese Lagrangedichte wird automatisch die durch die Vektorboson-Photon-Mischung, Vektordominanz und Stromalgebra gewonnenen Resultate enthalten. Die effektiven Wechselwirkungen zwischen Quarks, Leptonen und W-Bosonen werden somit durch eine effektive Eichtheorie beschrieben, und es wird klar, warum sie den Wechselwirkungen im Standardmodell so ähnlich sind. Anschließend werden wir das Konzept der Strom-Feld-Identität auf größere Symmetrien für die schwachen Wechselwirkungen als $SU(2)_W$ ausdehnen. Dies wird das Auftreten von neuen, zum Teil farbigen, zusammengesetzten Vektorbosonen zur Folge haben, und es ergeben sich charakteristische testbare Abweichungen von den Standardmodellvorhersagen. Zur Illustration werden wir zwei Beispiele mit globaler $SU(2)_W \times U(1)_Y$ und $SU(2)_W \times SU(4)_L$ Symmetrie näher diskutieren. Im zweiten Beispiel wird dabei der interessante Fall einer Strom-Feld-Identität für den $SU(3)_C$ -Farbstrom und einem $SU(3)_C$ -Oktett an massiven Vektorbosonen behandelt werden.

In den Substrukturmodellen mit globaler $SU(2)_W$ -Symmetrie wird die (globale) Symmetrie der schwachen Wechselwirkungen im allgemeinen größer als $SU(2)_W$ sein. Bei Distanzen von der Größenordnung $G_F^{1/2}$ ist die QCD Koppelungskonstante g_s infolge der asymptotischen Freiheit der $SU(3)_C$ ziemlich klein,

$$\alpha_s(G_F^{-1}) = \frac{g_s^2(G_F^{-1})}{4\pi} \approx 0.1, \quad (\text{III.1})$$

so daß neben den elektromagnetischen auch die starken Wechselwirkungen als kleine Störungen gegenüber den Hypercolor-Wechselwirkungen angesehen werden können. Die globale Symmetriegruppe G im Limes $\alpha, \alpha_s \rightarrow 0$ muß also neben der $SU(2)_W$

$$G \supset SU(2)_W \quad (\text{III.2})$$

auch die Symmetrie der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung umfassen:

$$G \supset SU(3)_C \times U(1)_Q \quad (\text{III.3})$$

Zudem muß G chiral sein, um masselose Quarks und Leptonen zu ermöglichen.

Die (unbekannte) globale Symmetrie G ist die wichtigste Verbindung zwischen der Ebene der Bindungszustände und der unterliegenden fundamentalen Theorie. G stellt die einzige Manifestation der Substrukturtheorie auf dem Niveau der zusammengesetzten Zustände dar, die sich nach irreduziblen Darstellungen dieser Gruppe klassifizieren. Anschalten von e und g_s bricht G explizit zur lokalen Eichsymmetrie $SU(3)_C \times U(1)_Q$.

Das wichtigste Prinzip jedoch ist die von den starken Wechselwirkungen abstrahierte Hypothese der Strom-Feld-Identitäten.¹²⁾ Ausgangspunkt sind dabei massive zusammengesetzte Vektorbosonen, die sich gemäß der adjungierten Darstellung von G transformieren. Sobald nun $SU(3)_C \times U(1)_Q$ geeicht und G damit gebrochen wird, mischen Vektorbosonen mit den gleichen Quantenzahlen wie Photon oder Gluonen mit den Eichbosonen. Für den Fall der $W^{(3)} - \gamma$ Mischung kann dieser Effekt durch

$$\langle 0 | j_\mu^{em} | W^{(3)} \rangle = \langle 0 | j_{\mu L}^{(3)} | W^{(3)} \rangle = \frac{m_W}{g_W} \epsilon_\mu \quad (\text{III.4})$$

beschrieben werden, wobei j_μ^{em} den elektromagnetischen Strom, $j_{\mu L}^{(3)}$ seinen linkshändigen Isektoranteil, m_W die W -Bosonmasse, g_W die sogenannte "Zerfallskonstante" und ϵ_μ den $W^{(3)}$ -Polarisationsvektor angibt. Es ist nun sehr plausibel, daß Gl. (III.4) nicht nur für das Matrixelement, sondern auch als Operatoridentität gilt. Wir nehmen deshalb an, daß

$$j_{\mu L}^{(3)} = \frac{m_W^2}{g_W} W_\mu^{(3)} \quad , \quad (\text{III.5})$$

wobei $W_\mu^{(3)}$ das $W^{(3)}$ -Feld beschreibt. Gl. (III.5) ist eine Strom-Feld-Identität zwischen dem erhaltenen elektromagnetischen Strom auf der einen und dem $W^{(3)}$ -Feld auf der anderen Seite. Analoge Identitäten lassen sich auch für den Isosingulett-Anteil und für den Farbstrom zusammen mit den entspre-

chenden massiven Vektorbosonen formulieren.⁴⁸⁾

Zunächst jedoch wollen wir uns auf die einfachste Situation beschränken. Wir betrachten daher vorerst nur den $SU(2)_W$ -Anteil der globalen Symmetrie G und das entsprechende Isotriplett der intermediären Vektorbosonen $\vec{W}_\mu$ mit Masse m_W (im Limes $\alpha \rightarrow 0$). Weiterhin nehmen wir an, daß G die Gestalt

$$G = SU(2)_W \times G', \quad G' \supset SU(3)_C \quad (\text{III.6})$$

besitzt und vernachlässigen jeglichen Einfluß der massiven Vektorbosonen in der adjungierten Darstellung von G' . Dies bedeutet, daß unsere Resultate im Limes, daß diese Objekte unendlich schwer sind, Gültigkeit besitzen werden. Beispiele, in denen G die Struktur (III.6) hat, sind das Abbott-Farhi-Modell ($G' = SU(4)$) sowie Schema A von Tabelle II-1 (mit $G' = SU(4) \times U(1) \times U(1)$).

Die linkshändigen zusammengesetzten Quarks und Leptonen f_L transformieren sich als Dubletts, die rechtshändigen Komponenten f_R jedoch als Singulets bezüglich $SU(2)_W$. Zusätzlich realisieren die zusammengesetzten Fermionen f eine globale $U(1)_Y$ -Gruppe mit den gleichen Hyperladungen $y_{L,R}$ wie im Standardmodell. Der elektromagnetische Strom ist somit durch

$$j_\mu^{em} = j_{\mu L}^{(3)} + j_\mu^Y \quad (\text{III.7})$$

gegeben, wobei j_μ^Y den Hyperladungsstrom bezeichnet und $j_{\mu L}^{(3)}$ die Strom-Feld-Identität (III.5) erfüllt. Da sowohl der elektromagnetische wie auch der Hyperladungsstrom erhalten sind

$$\partial_\mu j_\mu^{em} = \partial_\mu j_\mu^Y = 0, \quad (\text{III.8})$$

folgt mit Gl.(III.5) und der $SU(2)_W$ -Symmetrie im Limes $\alpha \rightarrow 0$ daß

$$\partial_\mu \vec{W}_\mu = 0. \quad (\text{III.9})$$

Bei der Konstruktion der effektiven Lagrangedichte für f und $\vec{W}$ werden wir in zwei Schritten vorgehen. Zuerst werden wir den idealisierten Grenzfall

$\alpha \rightarrow 0$ betrachten (da $SU(3)_C \subset G'$ sind die starken Wechselwirkungen für uns vorerst ohne Belang) und anschließend, in einem zweiten Schritt, die elektromagnetischen Wechselwirkungen einführen. Die effektive Lagrangedichte mit Dimension vier für f und $\vec{W}$ im Limes $\alpha \rightarrow 0$ erlaubt a priori eine Vielzahl an unabhängigen Kopplungskonstanten. Invarianz unter $SU(2)_W$, die Bewegungsgleichungen und besonders die Bedingung (III.9) fixieren jedoch alle Kopplungskonstanten. Das Resultat dieser Betrachtungen ist eine effektive Lagrangedichte für die schwachen Wechselwirkungen, die bis auf den Massenterm von $\vec{W}$ vom Yang-Mills Typ ist:⁴⁹⁾

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\alpha=0} = \mathcal{L}_{Y-M}^{\alpha=0} + \frac{1}{2} m_W^2 \vec{W}_\mu \vec{W}^\mu, \quad (\text{III.10a})$$

$$\mathcal{L}_{Y-M}^{\alpha=0} = -\frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} + i \bar{f}_L \gamma_\mu D_\mu f_L + i \bar{f}_R \gamma_\mu \partial_\mu f_R, \quad (\text{III.10b})$$

wobei $\vec{W}_{\mu\nu}$ der wohlbekannte nichtabelsche Feldstärketensor und D_μ die kovariante Ableitung sind

$$\begin{aligned} \vec{W}_{\mu\nu} &= \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g_W \vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu, \\ D_\mu f_L &= (\partial_\mu + i g_W \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu) f_L; \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

$\vec{\tau}$ bezeichnet die Pauli-Matrizen. Die Kopplungskonstante g_W wurde bereits in Gl. (III.4) definiert. Besonders bemerkenswert an diesem Resultat ist, daß keine C- und P-verletzenden Terme in der Selbstwechselwirkung der W-Bosonen mit Dimension vier erlaubt sind. $\mathcal{L}_{Y-M}^{\alpha=0}$ ist nicht nur invariant unter globalen, sondern auch unter lokalen $SU(2)_W$ -Transformationen. Diese lokale Eichinvarianz wird jedoch in $\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\alpha=0}$ durch den Massenterm in Gl. (III.10a) explizit gebrochen.

Die effektive, nicht notwendigerweise renormierbare, Wechselwirkung für zusammengesetzte Fermionen und W-Bosonen wird im allgemeinen auch Terme mit Dimension $n > 4$ enthalten. Man erwartet jedoch, daß diese durch Potenzen $1/\Lambda_h^{n-4}$ gegenüber den $n = 4$ Termen unterdrückt sind. Ähnlich wie für $n = 4$ bedingt Gl. (III.9), daß auch die $n > 4$ Terme lokal $SU(2)_W$ -invariant und damit Funktionen von $\vec{W}_{\mu\nu}$, $f_{L,R}$, $D_\mu f_L$ und $\partial_\mu f_R$ sind.⁴⁸⁾

Im zweiten Schritt wollen wir nun das Photonfeld A_μ lokal eichinvariant unter gleichzeitiger Beibehaltung der Strom-Feld-Identität (III.5) in den effektiven Lagrangeoperator (III.10) einführen. Dies ist nur möglich, indem $\vec{W}_\mu$ in Gl. (III.10b) durch $\hat{\vec{W}}_\mu$ ersetzt wird, wobei

$$\hat{W}_\mu^{(1,2)} = W_\mu^{(1,2)} \quad , \quad \hat{W}_\mu^{(3)} = W_\mu^{(3)} + \frac{e}{g_W} A_\mu \quad , \quad (\text{III.12})$$

und zudem A_μ eichinvariant an die Hyperladung y gekoppelt wird.⁴⁸⁾ Im $\vec{W}$ -Boson-Massenterm (Gl. (III.10a)) hingegen wird $\vec{W}_\mu$ nicht durch $\hat{\vec{W}}_\mu$ ersetzt. Führt man schließlich noch den kinetischen Term für das Photon ein, so erhält man als Endresultat

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\alpha\neq 0} = \mathcal{L}_{Y-M}^{\alpha\neq 0} + \frac{1}{2} m_W^2 \vec{W}_\mu \cdot \vec{W}^\mu \quad , \quad (\text{III.13a})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Y-M}^{\alpha\neq 0} = & -\frac{1}{4} \left(1 - \left(\frac{e}{g_W}\right)^2\right) F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \hat{W}_{\mu\nu} \cdot \hat{W}^{\mu\nu} \\ & + i \bar{f}_L \gamma_\mu \hat{D}_\mu f_L + i \bar{f}_R \gamma_\mu \hat{D}'_\mu f_R \quad , \end{aligned} \quad (\text{III.13b})$$

wobei jetzt

$$\begin{aligned} \hat{W}_{\mu\nu} &= \partial_\mu \hat{W}_\nu - \partial_\nu \hat{W}_\mu - g_W \hat{W}_\mu \times \hat{W}_\nu \quad , \\ \hat{D}_\mu &= \partial_\mu + i g_W \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \hat{W}_\mu + i e y_L A_\mu \quad , \\ \hat{D}'_\mu &= \partial_\mu + i e y_R A_\mu \end{aligned} \quad (\text{III.14})$$

und

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad . \quad (\text{III.15})$$

Der Term $-\frac{1}{4} \hat{W}_{\mu\nu} \cdot \hat{W}^{\mu\nu}$ enthält neben dem kinetischen Term von $\vec{W}_\mu$ auch den $W^{(3)}$ - Y Mischungsterm $-\frac{1}{2} \frac{e}{g_W} W^{(3)}_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$; sowie den Beitrag $-\frac{1}{4} \left(\frac{e}{g_W}\right)^2 F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$. Zur korrekten Normierung wurde deshalb der kinetische Term des Photonfeldes in Gl. (III.13b) mit dem Faktor $\left(1 - \left(\frac{e}{g_W}\right)^2\right)$ multipliziert. Infolge der $W^{(3)}$ - Y Mischung ist für $\alpha \neq 0$ das $W^{(3)}$ -Boson kein Masseneigenzustand mehr

und der Mischungsterm muß durch eine kanonische Transformation eliminiert werden.

Bevor wir dies durchführen, wollen wir jedoch noch auf die enge Verwandtschaft von $\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\alpha \neq 0}$ mit der Lagrangedichte des Standardmodells hinweisen. Es erweist sich als günstig $\hat{\vec{W}}_{\mu}$ und falls $(\frac{e}{g_W})^2 < 1$,

$$B_{\mu} = (1 - (\frac{e}{g_W})^2)^{1/2} A_{\mu} \quad (\text{III.16})$$

als unabhängige Felder zu betrachten.⁴⁸⁾ Wie man sofort sieht, besitzt $\mathcal{L}_{Y-M}^{\alpha \neq 0}$ in Gl. (III.13b) eine lokale $SU(2)_W \times U(1)_Y$ Invarianz, wobei $\hat{\vec{W}}_{\mu} (B_{\mu})$ die Rolle der $SU(2)_W (U(1)_Y)$ Eichbosonen spielt. Schreibt man nun $\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\alpha \neq 0}$ als Funktion von $\hat{\vec{W}}_{\mu}$ und B_{μ} , so stellt man fest, daß $\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\alpha \neq 0}$ identisch mit der Lagrangedichte des Standardmodells in der unitären Eichung, jedoch ohne die Terme des physikalischen Higgs-Bosons, ist:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}}^{\alpha \neq 0} = & -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \hat{\vec{W}}_{\mu\nu} \hat{\vec{W}}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_W^2 (\hat{W}_{\mu}^{(1)} \hat{W}^{(1)\mu} + \hat{W}_{\mu}^{(2)} \hat{W}^{(2)\mu}) \\ & + \frac{1}{2} m_W^2 (\hat{W}_{\mu}^{(3)} - \tan \theta_W B_{\mu})^2 + i \bar{f}_L \gamma_{\mu} (\partial_{\mu} + i g_W \frac{\vec{\tau}}{2} \hat{\vec{W}}_{\mu} + i \frac{e}{\cos \theta_W} \gamma_L B_{\mu}) f_L \\ & + i \bar{f}_R \gamma_{\mu} (\partial_{\mu} + i \frac{e}{\cos \theta_W} \gamma_R B_{\mu}) f_R, \end{aligned} \quad (\text{III.17})$$

wobei wir

$$\sin \theta_W = \frac{e}{g_W} \quad (\text{III.18})$$

definiert haben, θ_W ist dabei der sogenannte Weinberg-Winkel. Gl.(III.18) ist identisch mit der Definition von θ_W im Standardmodell, $B_{\mu\nu}$ in Gl. (III.17) bezeichnet den Feldstärketensor des B-Feldes:

$$B_{\mu\nu} = \partial_{\mu} B_{\nu} - \partial_{\nu} B_{\mu}. \quad (\text{III.19})$$

Die globale $SU(2)_W$ -Symmetrie zusammen mit der Strom-Feld-Identität (III.5) führt somit auf eine effektive Eichtheorie für die Wechselwirkungen zusammengesetzter Fermionen und $\vec{W}$ -Bosonen, wobei die Eichinvarianz nur durch die $\vec{W}$ -Massenterme gebrochen ist.

Der Mischungsterm zwischen dem $W^{(3)}$ -Boson und dem Photon

$$-\frac{i}{2} \sin \theta_W W_{\mu\nu}^{(3)} F^{\mu\nu} \quad (\text{III.20a})$$

in der $\vec{W}_\mu, A_\mu$ Basis, bzw.

$$-m_W^2 \tan \theta_W \hat{W}_\mu^{(3)} B^\mu \quad (\text{III.20b})$$

in der $\hat{W}_\mu, B_\mu$ Basis kann durch die kanonische Transformation

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ W_\mu^{(3)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -\tan \theta_W \\ 0 & 1/\cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} \quad (\text{III.21a})$$

bzw. die gleiche Rotation wie im Standardmodell

$$\begin{pmatrix} B_\mu \\ \hat{W}_\mu^{(3)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} \quad (\text{III.21b})$$

beseitigt werden. Hierbei ist A'_μ das physikalische masselose Photonfeld und Z_μ das Feld des physikalischen neutralen Vektorbosons Z^0 . Masse und Kopplung des Z^0 -Bosons an die Fermionen ergeben sich wie im Standardmodell zu

$$m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_W} \quad , \quad \mathcal{L}_{Zf\bar{f}} = \frac{-g_W}{\cos \theta_W} Z_\mu \left[j_{\mu L}^{(3)} - \sin^2 \theta_W j_{\mu}^{\text{em}} \right] \quad (\text{III.22})$$

Mit Hilfe von Gl. (III.18) und (II.34) finden wir für die Masse des $W^\pm$

$$m_W^2 = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_W} \quad , \quad (\text{III.23})$$

so daß mit dem experimentellen Wert $\sin^2 \theta_W \approx 0.23$ schließlich die Standardmodellwerte

$$m_W \approx 80 \text{ GeV}, \quad m_Z \approx 91 \text{ GeV} \quad (\text{III.24})$$

folgen. Da die effektive Lagrangedichte für die Wechselwirkungen von zusammengesetzten Fermionen und intermediären Vektorbosonen identisch mit dem Ergebnis im Standardmodell ist, folgt, daß auch der effektive Lagrangeoperator für neutrale Stromreaktionen im $q^2 \rightarrow 0$ Limes Standardform besitzt:

$$\mathcal{L}_{NC} = \frac{4 G_F}{\sqrt{2}} \left(j_{\mu L}^{(3)} - \sin^2 \theta_W j_{\mu}^{em} \right)^2. \quad (\text{III.25})$$

Die mittels der Strom-Feld-Identität (III.5) abgeleitete effektive Eichtheorie (III.17) unterscheidet sich primär durch das Fehlen des Higgsbosons vom Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkungen. Eine Entdeckung des Higgsbosons an zukünftigen Beschleunigern wie LEP oder dem SSC kann deshalb praktisch als ein Beweis für die Richtigkeit des Standardmodells und der spontanen Symmetriebrechung angesehen werden, während andererseits das Auftreten angeregter W-Bosonen ein sicherer Hinweis auf eine Substruktur der W- und Z-Bosonen wäre.

Durch das Fehlen der Higgsbosonsterme ist die effektive Lagrangedichte (III.13) nicht renormierbar und deshalb nur für Energien $E < \Lambda_h$ (Λ_h : Hypercolor-Confinement-Skala) gültig. Falls höherdimensionale Terme vernachlässigt werden können und keine Divergenzen in der Berechnung der Feynman-Diagramme auftreten (üblicherweise nur auf dem Tree-Niveau richtig), erwarten wir jedoch, daß in diesem Bereich die Resultate mit Hilfe von $\mathcal{L}_{eff}^{apo}$, bzw. der Standardmodell-Lagrangedichte, annähernd gleich sind. Diese allgemeine Aussage beinhaltet unter anderem die Relationen (III.18) und (III.22-25) sowie die Universalität der $W\bar{f}f$ Kopplung, unabhängig von der inneren Struktur der Fermionen, d.h. die Ergebnisse, die man auch mit Hilfe von Vektordominanz und der Algebra der schwachen Ströme erhält.⁴⁷⁾ Darüber hinausgehend besagt $\mathcal{L}_{eff}^{apo}$, daß

- a) die drei- bzw. vier- W-Boson-Selbstkoppelung $\propto$ der entsprechenden Standardmodell-Kopplung,
- b) das anomale magnetische Moment κ von W und Z ist $\kappa \approx 1 = \kappa_{SM}$ (SM = Standardmodell),
- c) die Produktionsrate von $W^\pm$ und Z^0 in Hadron-Hadron Kollisionen und die Zerfallsraten für $W, Z \rightarrow f\bar{f} \approx$ den entsprechenden Werten im $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Modell.

Sobald wir zusätzlich zu den Quarks, Leptonen und W-Bosonen auch angeregte Fermionen und Vektorbosonen - die in jedem Substrukturmodell auftreten sollten - mit berücksichtigen, werden wir jedoch mehr oder weniger große Abweichungen von den Standardwerten und -relationen erwarten (siehe auch Abschnitt III.4). Dabei wird $\chi_{\text{eff}}^{\alpha \neq 0}$ eine um so bessere Näherung darstellen, je schwerer die angeregten Objekte sind. Aus der Gleichheit der schwachen Kopplungskonstante des Elektrons und Myons innerhalb von einigen Prozent⁵⁰⁾ kann man zum Beispiel schließen, daß angeregte Vektorbosonen und Fermionen erheblich schwerer als $W^\pm$ und Z^0 sein sollten. Diese Tatsache wird auch durch Dualitätsargumente unterstützt, die auf Massen für angeregte W-Bosonen von mehreren hundert GeV bis etwa 1 TeV hindeuten.⁵¹⁾ Wir erwarten somit ganz allgemein, daß für Energien kleiner als etwa $G_F^{-1/2}$ die Resultate von $\chi_{\text{eff}}^{\alpha \neq 0}$ eine gute Näherung darstellen werden.

Diese Situation steht im Gegensatz zum entsprechenden Resultat für die starken Wechselwirkungen. Dort sind die angeregten Teilchen (g' , A_1 , π' etc) nur wenig schwerer als die g -Mesonen und die effektive Kopplungskonstante $g_s \approx 5.5$ ist beträchtlich größer als in den schwachen Wechselwirkungen ($g_W = e \cdot \sin \theta_W \approx 0.65$). Dieser Unterschied läßt sich auf die unterschiedliche Realisierung der chiralen Symmetrie in beiden Fällen zurückführen: starke Wechselwirkungen brechen die Chiralität spontan, während die schwachen Wechselwirkungen die chirale Symmetrie erhalten.

Zusammenfassend haben wir gezeigt, daß die Strom-Feld-Identität (III.5) zu effektiven $SU(2)_W \times U(1)_Y$ Eichwechselwirkungen für zusammengesetzte Quarks, Leptonen und dem Isotriplett der intermediären Vektorbosonen führt. Als nächstes werden wir nun zusätzliche massive zusammengesetzte Vektorbosonen mit einbeziehen. Dies wird zu interessanten Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells, auch bereits im $q^2 \rightarrow 0$ Limes, führen.

Zuerst wollen wir dabei ein mit der Hyperladung, bzw. ihrer linkshändigen Komponente assoziiertes Boson Y betrachten,⁵²⁾ d.h. die globale Symmetrie auf $SU(2)_W \times U(1)_Y$ bzw. $SU(2)_W \times U(1)_{Y_L}$ ausdehnen. Die Mischung von Y mit dem Photon wird durch die Strom-Feld-Identität

$$a) \quad j_\mu^Y = \frac{m_Y}{g_Y} \gamma_\mu \quad (III.26a)$$

bzw.

$$b) \quad j_{\mu L}^Y = \frac{m_Y^2}{g_Y} \gamma_\mu \quad (III.26b)$$

beschrieben, wobei m_Y die Masse, g_Y die Zerfallskonstante des Y -Feldes Y_μ und j_μ^Y ($j_{\mu L}^Y$) der Hyperladungsstrom bzw. dessen linkshändige Komponente ist:

$$a) \quad j_\mu^{em} = j_{\mu L}^{(3)} + j_\mu^Y, \quad (III.27a)$$

$$b) \quad j_\mu^{em} = j_{\mu L}^{(3)} + j_{\mu L}^Y + j_{\mu R}^Y. \quad (III.27b)$$

Das Rezept zur Konstruktion der effektiven Lagrangedichte der Dimension vier ist dasselbe wie im Falle der $SU(2)_W$ Symmetrie. Wir finden schließlich:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff}^{\alpha \neq 0} = & -\frac{1}{4} \left(1 - \left(\frac{e}{g_W} \right)^2 - \left(\frac{e}{g_Y} \right)^2 \right) F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu}^2 \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \hat{Y}_{\mu\nu}^2 \hat{Y}^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{2} m_W^2 \vec{W}_\mu \vec{W}^\mu + \frac{1}{2} m_Y^2 Y_\mu Y^\mu \\ & + i \bar{f}_L \gamma_\mu \hat{D}_\mu f_L + i \bar{f}_R \gamma_\mu D'_\mu f_R. \end{aligned} \quad (III.28)$$

$\vec{W}_\mu$ und $\hat{Y}_\mu$ sind in Gl. (III.12) und (III.14) definiert und analog hierzu haben wir

$$\begin{aligned} \hat{Y}_\mu &= Y_\mu + \frac{e}{g_Y} A_\mu, \\ \hat{Y}_{\mu\nu} &= \partial_\mu Y_\nu - \partial_\nu Y_\mu. \end{aligned} \quad (III.29)$$

Die kovarianten Ableitungen sind durch

$$\hat{D}_\mu = \partial_\mu + i g_W \frac{\vec{T}}{2} \vec{W}_\mu + i g_Y Y_\mu \hat{Y}_\mu \quad (III.30)$$

und

$$a) \quad D'_\mu = \partial_\mu + i g_Y Y_R \hat{Y}_\mu \quad (III.31a)$$

$$b) \quad D'_\mu = \partial_\mu + i e Y_R A_\mu \quad (III.31b)$$

gegeben. Die Mischungsterme

$$-\frac{1}{2} \left(\frac{e}{g_w} \right) W_{\mu\nu}^{(3)} F_{\mu\nu} \quad (\text{III.32a})$$

und

$$-\frac{1}{2} \left(\frac{e}{g_Y} \right) Y_{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad (\text{III.32b})$$

können durch die lineare Transformation

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ W_\mu^{(3)} \\ Y_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{b_Z} & -\frac{1}{b_{Y'}} \\ 0 & -\frac{\lambda_w}{b_Z} \frac{M_Z^2}{m_w^2 - M_Z^2} & -\frac{\lambda_w}{b_{Y'}} \frac{M_{Y'}^2}{m_Y^2 - M_{Y'}^2} \\ 0 & -\frac{\lambda_Y}{b_Z} \frac{M_Z^2}{m_Y^2 - M_Z^2} & -\frac{\lambda_Y}{b_{Y'}} \frac{M_{Y'}^2}{m_Y^2 - M_{Y'}^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_\mu \\ Z_\mu \\ Y'_\mu \end{pmatrix} \quad (\text{III.33})$$

eliminiert werden. Hierbei sind A'_μ , Z_μ und Y'_μ die physikalischen Felder sowie

$$\lambda_w = \frac{e}{g_w}, \quad \lambda_Y = \frac{e}{g_Y}, \quad (\text{III.34})$$

$$b_i^2 = 1 - \lambda_w^2 - \lambda_Y^2 + \lambda_w^2 \frac{m_w^4}{(m_w^2 - M_i^2)^2} + \lambda_Y^2 \frac{m_Y^4}{(m_Y^2 - M_i^2)^2}, \quad i = Z, Y'. \quad (\text{III.35})$$

M_Z und $M_{Y'}$ sind die Massen des Z- und Y'-Bosons:

$$\left. \begin{matrix} M_Z^2 \\ M_{Y'}^2 \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} (1 - \lambda_w^2 - \lambda_Y^2)^{-1} \left\{ (1 - \lambda_Y^2) m_w^2 + (1 - \lambda_w^2) m_Y^2 \right. \quad (\text{III.36})$$

$$\left. \mp \left[((1 - \lambda_w^2) m_Y^2 - (1 - \lambda_Y^2) m_w^2)^2 + (2 \lambda_w \lambda_Y m_w m_Y)^2 \right]^{1/2} \right\}$$

wobei

$$(1 - \lambda_w^2 - \lambda_Y^2)^2 < 1 \quad (\text{III.37})$$

gelten muß. Es ist nun nicht schwer, den effektiven Lagrangeoperator für neutrale Stromreaktionen im Limes $q^2 \rightarrow 0$ zu konstruieren. Er ist durch

$$\mathcal{L}_{NC} = -\frac{1}{2} j_\mu^\dagger \Delta(0) j_\mu \quad (\text{III.38})$$

gegeben, wobei

$$\text{a) } j_\mu = \begin{pmatrix} e j_\mu^{\text{em}} \\ g_W j_\mu^{(3)} \\ g_Y j_\mu^Y \end{pmatrix} \quad \text{b) } j_\mu = \begin{pmatrix} e j_\mu^{\text{em}} \\ g_W j_\mu^{(3)} \\ g_Y j_\mu^Y \end{pmatrix} \quad (\text{III.39})$$

und

$$\Delta^{-1}(q^2) = q^2 \begin{pmatrix} 1 & \lambda_W & \lambda_Y \\ \lambda_W & 1 & 0 \\ \lambda_Y & 0 & 1 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_W^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_Y^2 \end{pmatrix} \quad (\text{III.40})$$

die inverse Propagatormatrix ist. Mit Hilfe der Transformation (III.33) findet man dann⁵²⁾

$$\text{a) } \mathcal{L}_{NC} = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{q^2} j_{\text{em}}^2 + \frac{g_W^2}{2m_W^2} [(j^{(3)} - \lambda_W^2 j^{\text{em}})^2] + g_Y^2 (j^Y - \lambda_Y^2 j^{\text{em}})^2, \quad (\text{III.41a})$$

$$\text{b) } \mathcal{L}_{NC} = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{q^2} j_{\text{em}}^2 + \frac{g_W^2}{2m_W^2} [(j^{(3)} - \lambda_W^2 j^{\text{em}})^2] + g_Y^2 (j^Y - \lambda_Y^2 j^{\text{em}})^2. \quad (\text{III.41b})$$

Der erste Term beschreibt hierbei den Austausch eines (virtuellen) Photons. Zusätzlich haben wir den Parameter

$$g_Y = \frac{\lambda_W^2}{\lambda_Y^2} \frac{m_W^2}{m_Y^2} \quad (\text{III.42})$$

eingeführt, der den relativen Anteil des Y-Bosons im $q^2 \rightarrow 0$ Limes repräsentiert. Für $m_Y \rightarrow \infty$ geht Gl. (III.41) in die Standardmodellform (III.25) über, wobei $\sin^2 \theta_W = \lambda_W^2$, $M_Z \rightarrow m_W / \cos \theta_W$ und $M_Y \rightarrow \infty$ gilt. Mit Hilfe von Gl. (III.27a) läßt sich (III.41a) noch weiter vereinfachen. Eliminiert man j_μ^Y zugunsten von j_μ^{em} und $j_{\mu L}^{(3)}$ so erhält man⁵²⁾

$$\mathcal{L}_{NC} = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{q^2} j_{\text{em}}^2 + \frac{4G_F}{\sqrt{2}} g_Y [(j^{(3)} - \sin^2 \theta_W j^{\text{em}})^2 + C j_{\text{em}}^2], \quad (\text{III.43})$$

wobei wir

$$\begin{aligned} g^Y &= 1 + \xi_Y > 1, \\ C &= (1 - \lambda_W^2 - \lambda_Y^2)^2 \frac{\xi_Y}{(1 + \xi_Y)^2} > 0 \end{aligned} \quad (\text{III.44})$$

definiert haben. Der Weinberg-Winkel θ_W ist nun durch

$$\sin^2 \theta_W = \frac{1}{g^Y} (\lambda_W^2 + \xi_Y (1 - \lambda_Y^2)) \quad (\text{III.45})$$

gegeben. Gl. (III.41b) läßt sich nicht auf die Form (III.43) bringen, da in diesem Fall j^{em} nicht aus zwei, sondern aus drei Summanden besteht. Gl. (III.43) weist zwei charakteristische Abweichungen von der Form des Lagrangeoperators des Standardmodells (III.25) auf. Zum einen unterscheiden sich die Fermikonstanten des neutralen und geladenen schwachen Stromes voneinander um einen Faktor g^Y . Zum zweiten haben wir einen zusätzlichen Term proportional zu j_{em}^2 im effektiven Lagrangeoperator. Mit den experimentellen Daten^{53,54)}

$$g^Y \equiv g = 1.02 \pm 0.05, \quad (\text{III.46})$$

$$C \leq 0.01,$$

kann man nun unter Verwendung der Daten für die neutralen Stromparameter⁵⁵⁾ eine untere Grenze für die Masse $M_{Y'}$, des physikalischen Y' -Bosons von⁵²⁾

$$M_{Y'} \gtrsim 250 \text{ GeV} \quad (\text{III.47})$$

ableiten. Für λ_W^2 und λ_Y^2 erhält man

$$\lambda_W^2 \approx 0.22, \quad 0 \leq \lambda_Y^2 \leq 0.78 \quad (\text{III.48a})$$

und damit

$$g_W \approx 0.65, \quad \infty > g_Y \gtrsim 0.34. \quad (\text{III.48b})$$

Für den Fall, daß Y rein linkshändig an Quarks und Leptonen koppelt, finden wir aus Gl. (III.41b) und den experimentellen Daten für die neutralen Stromparameter⁵⁵⁾ ebenfalls die Grenzen (III.47-48).

Schließlich wollen wir noch darauf hinweisen, daß der Ausdruck für M_Z Gl. (III.36) sich von der Standardmodellrelation (III.22) unterscheidet. Eine präzise Messung der Z-Masse, die schon bald am CERN $p\bar{p}$ Collider oder am TEVATRON möglich sein wird, kann daher weitere Einschränkungen für M_Y , und g_Y bringen oder aber erste Anzeichen für Abweichungen vom Standardmodell aufzeigen.

Bis jetzt haben wir uns auf den Fall einer globalen $SU(2)_W \times U(1)_Y$ Symmetrie, einer lokalen elektromagnetischen $U(1)_Q$ -Symmetrie mit $U(1)_Q \subset SU(2)_W \times U(1)_Y$ und einer Strom-Feld-Identität für j^{em} beschränkt. Es ist einfach, unsere Ergebnisse auf den abstrakten Fall einer globalen $SU(N)_L$ -Symmetrie, einer lokalen $SU(n)$ -Eichsymmetrie und Strom-Feld-Identitäten für die erhaltenen $SU(n)$ -Ströme zu verallgemeinern. Hierbei wollen wir voraussetzen, daß sich nur die linkshändigen zusammengesetzten Fermionen f_L nichttrivial unter $SU(N)_L$, jedoch links- und rechtshändige Fermionen nichttrivial und in identischen Darstellungen unter $SU(n)$ transformieren, d.h. daß $SU(n) \subset SU(n)_L \times SU(n)_R$, wobei $SU(n)_L \subset SU(N)_L$ und $SU(n)_R \subset G_R$, der globalen Symmetrie des rechtshändigen Sektors ist. Anstelle des Isotripletts $\vec{W}$ der intermediären Vektorbosonen nehmen wir nun die Existenz von N^2-1 massiven zusammengesetzten Vektorbosonen W^A , $A = 1 - N^2-1$, in der adjungierten Darstellung der $SU(N)$ mit Masse m an. Die zu (III.5) und (III.7) analogen n^2-1 Strom-Feld-Identitäten sind

$$\begin{aligned} j_\mu^a &= j_{\mu L}^a + j_{\mu R}^a, \\ j_{\mu L}^a &= \frac{m}{g} W_\mu^a, \end{aligned} \quad (\text{III.49})$$

wobei $a = 1 - n^2-1$. Sie beschreiben die Mischung von W^a mit den $SU(n)$ -Eichbosonen. Mit Hilfe von $\partial_\mu j_\mu^a = 0$ und der $SU(N)$ -Symmetrie im Limes $\alpha_n \rightarrow 0$ ($\alpha_n = g_n^2/4\pi$; $g_n = SU(n)$ -Eichkopplungskonstante) folgt dann

$$\partial_\mu W_\mu^A = 0, \quad A = 1 \dots N^2-1. \quad (\text{III.50})$$

Diese Bedingungen wiederum fixieren die effektiven Wechselwirkungen von W^A und den zusammengesetzten Fermionen: Analog zu Gl. (III.10) muß die effektive Lagrangedichte der Dimension vier für $\alpha_n \rightarrow 0$, $\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\alpha_n \rightarrow 0}$, vom massiven

SU(N)-Yang-Mills Typ sein.⁴⁹⁾ Die SU(n)-Eichwechselwirkungen werden durch die Ersetzung von W_μ^A durch

$$\begin{aligned}\hat{W}_\mu^a &= W_\mu^a + \frac{g_n}{g} A_\mu^a, \quad a = 1 \dots n^2 - 1, \\ \hat{W}_\mu^{A'} &= W_\mu^{A'}, \quad A' = n^2 \dots N^2 - 1\end{aligned}\quad (\text{III.51})$$

in $\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\alpha\alpha\beta\beta}$ mit Ausnahme des Massenterms eingeführt, wobei A_μ^a die SU(n)-Eichfelder bezeichnet. Da wir annehmen, daß sich nur die linkshändigen Fermionen nichttrivial unter SU(N) transformieren, so muß zusätzlich A_μ^a eichinvariant an die rechtshändigen Fermionen gekoppelt werden. Das Resultat dieser Prozedur ist

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\alpha\alpha\beta\beta} = -\frac{1}{4} \left(1 - \left(\frac{g_n}{g}\right)^2\right) F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} \hat{W}_{\mu\nu}^A \hat{W}^{A\mu\nu} + \frac{1}{2} m^2 W_\mu^A W^{A\mu} \quad (\text{III.52})$$

$$+ i \bar{f}_L \gamma_\mu \hat{D}_\mu f_L + i \bar{f}_R \gamma_\mu D'_\mu f_R$$

mit

$$\begin{aligned}F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_n f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \\ \hat{W}_{\mu\nu}^A &= \partial_\mu \hat{W}_\nu^A - \partial_\nu \hat{W}_\mu^A - g f^{ABC} \hat{W}_\mu^B \hat{W}_\nu^C, \\ \hat{D}_\mu &= \partial_\mu + i g T^A \hat{W}_\mu^A, \\ D'_\mu &= \partial_\mu + i g_n t^a A_\mu^a, \quad \{t^a\} \subset \{T^A\}.\end{aligned}\quad (\text{III.53})$$

In Gl. (III.53) bezeichnet f^{abc} (f^{ABC}) die SU(n) (SU(N)_L) Strukturkonstanten sowie t^a (T^A) die SU(n) (SU(N)_L) Generatoren der Darstellung der Fermionen. Der $W^a - A^a$ Mischungsterm

$$-\frac{1}{2} \left(\frac{g_n}{g}\right) W_\mu^a F^{a\mu\nu} \quad (\text{III.54})$$

in $-\frac{1}{4} \hat{W}_{\mu\nu}^A \hat{W}^{A\mu\nu}$ - wobei $W_{\mu\nu}^A$ analog zu $\hat{W}_{\mu\nu}^A$ definiert ist - kann durch eine lineare Transformation analog zu (III.21a) eliminiert werden:

$$\begin{pmatrix} A_\mu^a \\ W_\mu^a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -\tan \theta \\ 0 & 1/\cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu^{a'} \\ Z_\mu^a \end{pmatrix}, \quad (\text{III.55})$$

wobei

$$\sin \theta = \frac{g_2}{g} < 1. \quad (\text{III.56})$$

Masse und Kopplung der Masseneigenzustände Z_μ^a an die Fermionen f sind durch

$$m_{Z^a} = \frac{m}{\cos \theta} > m \quad (\text{III.57})$$

$$\mathcal{L}_{Z^a f \bar{f}} = -\frac{g}{\cos \theta} Z_\mu^a [\bar{f}_L \gamma_\mu t^a f_L - \sin^2 \theta \bar{f} \gamma_\mu t^a f] \quad (\text{III.58})$$

gegeben, analog zur Z^0 -Kopplung (mit $\theta_W \rightarrow \theta$, $g_W \rightarrow g$).^{F5)}

Die Ausdehnung unserer Ergebnisse auf globale $SU(M) \times SU(N)$ Symmetrien ist nun sehr einfach. Zum Abschluß unserer Überlegungen zu den Strom-Feld-Identitäten wollen wir dies anhand eines expliziten Beispiels diskutieren.³⁵⁾

Für die globale Symmetrie im Limes α , $\alpha_s \rightarrow 0$ nehmen wir hierbei $G = G_L \times G_R$, $G_L = SU(2)_W \times SU(4)_L$, $G_R \supset SU(3)_R \times U(1)_R$ an. Beispiele für Substrukturmodelle mit dieser Symmetrie sind Modelle vom Abbott-Farhi Typ oder auch Schema A von Tabelle II-1, wobei nur linkshändige Quarks und Leptonen als zusammengesetzte Objekte aufgefaßt werden. Neben dem Isotriplett $\vec{W}$ setzen wir zusätzlich die Existenz eines $SU(4)$ -15 plets V'^A , $A = 1-15$, an massiven Vektorbosonen mit Masse m , sowie zweier G_L -Singulett-Vektorbosonen V und V' mit Massen m_V und $m_{V'}$, voraus. Gemäß der Zerlegung (II.36) unter $SU(3)_C$ enthält V'^A ein neutrales Farboktett-Boson V'_8 , ein Farbtriplett bzw. Antitriplett V'_3 (V'_3) mit Ladung $\frac{2}{3}$ ($-\frac{2}{3}$) sowie ein neutrales Y-Boson ($= V'^{15}$), welches an den linkshändigen Teil der Hyperladung koppelt. Weiterhin nehmen wir an, daß sich die linkshändigen Quarks und Leptonen f_L^{ia} , $i = 1, 2$, $a = 1 \dots 4$, wie (2, 4), die rechtshändigen hingegen als Singuletts bezüglich G_L transformieren. Die geeichte Untergruppe $SU(3)_C \times U(1)_Q$ ist wie folgt in G eingebettet:

$$\begin{aligned} U(1)_Q &\subset SU(2)_W \times SU(4)_L \times U(1)_R, \\ SU(3)_C &\subset SU(3)_L \times SU(3)_R, \quad SU(3)_L \subset SU(4)_L. \end{aligned} \quad (\text{III.59})$$

Die relevanten Strom-Feld-Identitäten lassen sich nun sehr leicht angeben. Im Falle des elektromagnetischen Stroms befinden wir uns in der gleichen Situation wie in dem bereits diskutierten Beispiel mit globaler $SU(2)_W \times U(1)_{Y_L}$ Symmetrie (das Y-Boson koppelt an den linkshändigen Teil der Hyperladung). Die elektromagnetischen Strom-Feld-Identitäten sind somit durch (III.5), (III.26b) und (III.27b) gegeben. Hierbei haben wir angenommen, daß die beiden G_L -Singulett-Vektorbosonen V und V' nicht mit dem Photon mischen. Dies ist vernünftig, da in ihrem Fall der Erwartungswert des Ladungsoperators verschwindet. Sobald $\alpha_s \neq 0$ mischen die V_8' -Bosonen V'^a , $a = 1 \dots 8$, mit den Gluonen (siehe Fig. III-1).



Fig. III-1

Aus (III.59) ersehen wir, daß sich die Strom-Feld-Identitäten für V_8' aus dem soeben diskutierten allgemeinen $SU(N)_L$ Fall mit $N = 4$ und $n = 3$ ergeben, sofern wir W^A durch V'^A ersetzen und A_μ^a mit dem Gluonfeld identifizieren. Da V_8' und Y im gleichen $SU(4)$ Multipllett enthalten sind, besteht nun jedoch ein Zusammenhang zwischen den Kopplungskonstanten g_Y für das Y - und g für das V_8' -Boson:

$$g_Y = \sqrt{\frac{3}{2}} g \quad (III.60)$$

Die effektive Lagrangedichte der Dimension vier läßt sich nun leicht aus (III.28) und (III.52) kombinieren (mit $g_n = g_s$ und $\hat{Y}_\mu = \hat{V}_\mu^{15} = V_\mu^{15} + \frac{2}{3} g A_\mu$)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff}^{\alpha, \alpha_s \neq 0} = & -\frac{1}{4} \left(1 - \left(\frac{g}{g_w} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{g}{g} \right)^2 \right) F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \left(1 - \left(\frac{g_s}{g} \right)^2 \right) F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} \\ & - \frac{1}{4} \hat{V}_{\mu\nu}^A \hat{V}^{A\mu\nu} - \frac{1}{4} V_{\mu\nu} V^{\mu\nu} - \frac{1}{4} V'_{\mu\nu} V'^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_W^2 \vec{W}_\mu \vec{W}^\mu \quad (III.61) \\ & + \frac{1}{2} m^2 V_\mu^A V^{A\mu} + \frac{1}{2} m_V^2 V_\mu V^\mu + \frac{1}{2} m_{V'}^2 V'_\mu V'^\mu + i \bar{f} \gamma_\mu D_\mu f - \mathcal{L}_{WW} . \end{aligned}$$

Hierbei ist $F_{\mu\nu}^a$ der Gluonfeldstärketensor, $\hat{V}_{\mu\nu}^A$ analog zu $\hat{W}_{\mu\nu}^A$ definiert, D_μ die kovariante Ableitung für Photon und Gluonen, sowie

$$\begin{aligned} V_{\mu\nu} &= \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu, \\ V'_{\mu\nu} &= \partial_\mu V'_\nu - \partial_\nu V'_\mu. \end{aligned} \quad (\text{III.62})$$

$\mathcal{L}_{WW}$ beschreibt die Wechselwirkung der massiven Vektorbosonen mit den Fermionen:

$$\mathcal{L}_{WW} = g_W \vec{j}_{\mu L} \vec{W}_\mu + g j_{\mu L}^A V_\mu^A + g_V j_{\mu L}^{(5)} V_\mu + \frac{1}{\sqrt{2}} g_V j_{\mu L}^{(5)} V'_\mu \quad (\text{III.63})$$

Die Ströme sind durch

$$\vec{j}_{\mu L} = \bar{f}_L \gamma_\mu \frac{\vec{\tau}}{2} f_L, \quad j_{\mu L}^A = \bar{f}_L \gamma_\mu \frac{\lambda^A}{2} f_L, \quad j_{\mu L}^{(5)} = \frac{1}{2} \bar{f}_L \gamma_\mu f_L \quad (\text{III.64})$$

gegeben, wobei λ^A die $SU(4)$ λ -Matrizen bezeichnet.

Die Lagrangedichte (III.61) verallgemeinert die bisher diskutierten Fälle mit $SU(2)_W$ und $SU(2)_W \times U(1)_Y$ Symmetrie. Die Wechselwirkung der zusätzlichen Vektorbosonen wird infolge der Strom-Feld-Identitäten für V_8 durch eine effektive $SU(4)_L$ Eichtheorie mit den V^A -Bosonen als "Eichbosonen" beschrieben. Damit werden automatisch die Ergebnisse von Vektordominanz und Stromalgebra vom elektromagnetischen ($W^{(3)}$ - γ Mischung) auf den Farbsektor (V_8 -Gluon Mischung) übertragen.

Die Mischungsterme zwischen massiven Vektorbosonen und $SU(3)_C \times U(1)_Q$ Eichbosonen in Gl. (III.61), versteckt in $-\frac{1}{4} \hat{W}_{\mu\nu}^A \hat{W}_{\mu\nu}^A - \frac{1}{4} \hat{V}_{\mu\nu}^A \hat{V}_{\mu\nu}^A$, lassen sich durch die Transformationen (III.33) und (III.55) eliminieren. Die Massen der physikalischen Vektorbosonen sind durch (III.36) für Z^0 und Y' , sowie (III.57) für V_8 gegeben.

Der Austausch der massiven Vektorbosonen führt im $q^2 \rightarrow 0$ Limes zu einem Lagrangeoperator mit Strom-Strom Kopplung. Benützt man die Eigenschaft

$$\left(\frac{1}{2} \lambda^R\right)_{nm} \left(\frac{1}{2} \lambda^R\right)_{pq} = \frac{1}{2} \left(\delta_{mq} \delta_{pn} - \frac{1}{N} \delta_{mn} \delta_{pq} \right) \quad (\text{III.65})$$

für SU(N) λ -Matrizen, $R = 1 \dots N^2 - 1$, sowie die Fierz-Identität

$$\bar{\psi}_L \gamma_\mu \psi_{L2} \bar{\psi}_{L3} \gamma_\mu \psi_{L4} = \bar{\psi}_L \gamma_\mu \psi_{L4} \bar{\psi}_{L3} \gamma_\mu \psi_{L2} , \quad (\text{III.66})$$

so findet man für das Produkt zweier SU(4)-Ströme $j_{\mu L}^A$

$$j_{\mu L}^A j_{\mu L}^A = \vec{j}_{\mu L} \cdot \vec{j}_{\mu L} + \frac{1}{2} j_{\mu L}^{(1)} j_{\mu L}^{(1)} . \quad (\text{III.67})$$

Mit Hilfe dieser Relation erhält man, nach Ausführung der Transformationen (III.33) und (III.55), für den effektiven Lagrangeoperator im $q^2 \rightarrow 0$ Limes:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{CC} + \mathcal{L}_{NC} , \quad (\text{III.68})$$

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{1}{2} \left(\frac{g_w^2}{m_w^2} + \frac{g^2}{m^2} \right) j_{\mu L}^+ j_{\mu L}^- , \quad (\text{III.69})$$

$$\mathcal{L}_{NC} = \mathcal{L}_{NC}^{(1)} + \mathcal{L}_{NC}^{(2)} + \mathcal{L}_{NC}^{(3)} . \quad (\text{III.70})$$

Hierbei ist, falls wir uns auf die erste Quark-Lepton-Generation beschränken

$$j_{\mu L}^+ = \bar{u}_L \gamma_\mu d_L + \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L , \quad j_{\mu L}^- = (j_{\mu L}^+)^* \quad (\text{III.71})$$

der geladene schwache Strom, und

$$\mathcal{L}_{NC}^{(1)} = -\frac{1}{2} \left(\frac{g_w^2}{m_w^2} + \frac{g^2}{m^2} \right) \left[(j^{(1)} - \sin^2 \theta_w j^{em})^2 + C j_{em}^2 + 3 \frac{\epsilon}{1+\epsilon} j_{\mu R}^\gamma j_{\mu R}^{em} \right] \quad (\text{III.72a})$$

$$\sin^2 \theta_w = \frac{1}{1+\epsilon} (\lambda_w^2 - \frac{3}{2} \epsilon \lambda_Y^2) \quad (\text{III.72b})$$

$$C = \frac{\epsilon}{1+\epsilon} \left[-3\lambda_Y^2 (1 + \frac{1}{4} \lambda_Y^2) + (1+\epsilon) (\sin^2 \theta_w + \frac{3}{2} \lambda_Y^2)^2 \right] \quad (\text{III.72c})$$

$$\epsilon = \frac{g^2}{g_w^2} \frac{m_w^2}{m^2} ; \quad (\text{III.72d})$$

$$\mathcal{L}_{NC}^{(2)} = \frac{g_s^2}{m^2} \left[j_{\mu L}^a - \frac{1}{2} \left(\frac{g_s}{g} \right)^2 j_{\mu L}^a \right] j_{\mu L}^a , \quad a = 1 \dots 8 , \quad (\text{III.73})$$

$$\mathcal{L}_{NC}^{(3)} = -\frac{1}{4} \left(2 \frac{g_V^2}{m_V^2} + \frac{g^2}{m^2} + \frac{g_{V'}^2}{m_{V'}^2} \right) j_{\mu L}^{(s)} j_{\mu L}^{(s)} . \quad (\text{III.74})$$

In Gl. (III.72a) bezeichnet $j_{\mu R}^Y$ den rechtshändigen Anteil des Hyperladungsstromes und j_{μ}^a in Gl. (III.73) den Farbstrom. Diese beiden Gleichungen weichen geringfügig von dem Ergebnis in Ref. 56 ab.

Aus Gl. (III.68-74) lassen sich einige charakteristische testbare Abweichungen vom Standardmodell ablesen. Mit Hilfe der Identifikation

$$\frac{g_W^2}{m_W^2} + \frac{g^2}{m^2} = 4\sqrt{2} G_F \quad (\text{III.75})$$

und (III.72d) erhält man für die W^+ -Masse⁵⁶⁾

$$m_W^2 = \frac{1+\epsilon}{\lambda_W^2} \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F} < \frac{1}{\sin^2 \theta_W} \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F} = (m_W^2)_{SM} , \quad (\text{III.76})$$

d.h. die Masse des W -Bosons ist kleiner als im Standardmodell. Ein Blick auf den Lagrangeoperator des neutralen Stromes $\mathcal{L}_{NC}$ zeigt mehrere Abweichungen. Neben dem Isovektorterm $\mathcal{L}_{NC}^{(1)}$ und einem isoskalaren Term $\mathcal{L}_{NC}^{(3)}$ gibt es auch noch einen Term $\mathcal{L}_{NC}^{(2)}$, der den Farbstrom j_{μ}^a enthält. Dieser beeinflusst jedoch nur die noch nicht getesteten, rein nichtleptonischen schwachen Wechselwirkungen der Quarks. Von $\mathcal{L}_{NC}^{(2)}$ und $\mathcal{L}_{NC}^{(3)}$ abgesehen, stellen wir fest, daß die Fermikonstanten des neutralen und geladenen schwachen Stroms gleich sind; ihr Verhältnis, der sogenannte ϵ -Parameter, ist eins. Hierdurch unterscheidet sich der betrachtete Fall von dem oben diskutierten $SU(2)_W \times U(1)_Y$ Beispiel. Schließlich ersehen wir Gl. (III.70a) noch, daß $\mathcal{L}_{NC}^{(1)}$ neben dem Standardterm (III.25) noch zwei weitere Terme enthält, die proportional zu j_{μ}^{em2} bzw. $j_{\mu R}^Y$ sind.

Aus den experimentellen Daten über den erlaubten isoskalaren Beitrag zu den schwachen Wechselwirkungen bei niedrigen Energien⁵³⁾ $\epsilon < 0.1$ läßt sich nun eine untere Grenze für die V_3' -Masse m gewinnen. Hierzu ist es bequem, m unter Verwendung von Gl. (III.75) und (III.72d) durch

$$m^2 = \frac{g^2}{g_s^2} \frac{1+\epsilon}{\epsilon} \frac{\pi \alpha_s}{\sqrt{2} G_F} \quad (\text{III.77})$$

auszudrücken. Mit Hilfe von $(g_s/g)^2 < 1$ (siehe Gl. (III.56)) erhält man dann sofort ($\alpha_s \approx 0.1$)

$$m > 435 \text{ GeV.} \quad (\text{III.78})$$

Diese Grenze gilt auch für die Massen von Y und V'_8 , da diese Objekte infolge der Mischung mit dem Photon bzw. den Gluonen schwerer als V'_3 sind. Für die G_L -Singulets V und V' läßt sich hingegen keine so strenge untere Grenze für die Massen angeben. Nimmt man zur Vereinfachung für die Kopplungskonstanten $g_V, g_{V'} \approx g_W$ an, so erhält man aus den experimentellen Daten über den erlaubten isoskalaren Beitrag zu den schwachen Wechselwirkungen bei niedrigen Energien⁵³⁾ $m_V, m_{V'} \gtrsim 3 m_W \approx 250 \text{ GeV}$. Verglichen mit V'^A , V und V' erscheinen die W - und Z -Bosonen somit als relativ leichte Objekte. In Modellen vom Abbott-Farhi Typ liefern Kondensate der skalaren W -Konstituenten ϕ_i eine mögliche Erklärung hierfür.⁵⁷⁾ Ihre Effekte dominieren für $W^\pm$ und Z^0 , so daß die W -Masse im wesentlichen durch die Skala des Kondensates gegeben ist. Für die anderen Vektorbosonen spielen die skalaren Kondensate hingegen nur eine untergeordnete Rolle, so daß V'^A , V und V' beträchtlich schwerer als die W -Bosonen sein können.

Zusammenfassend können wir feststellen, daß eine globale $SU(2)_W$ -Symmetrie zusammen mit der Strom-Feld-Identität (III.5) zu einer effektiven $SU(2)_W \times U(1)_Y$ Eichtheorie für die schwachen Wechselwirkungen zusammengesetzter Fermionen und W -Bosonen führt, die für Energien bis zu einigen hundert GeV ähnliche Resultate wie das Standardmodell liefern sollte. Erst darüber werden sich durch die Produktion angeregter Zustände größere Abweichungen ergeben. Falls die Substrukturtheorie eine größere globale Symmetrie als $SU(2)_W$ besitzt, erwartet man zusätzliche massive Vektorbosonen. Strom-Feld-Identitäten für die geeichte Untergruppe führen für die effektive Wechselwirkung dieser Teilchen mit Fermionen und W -Bosonen auf eine effektive nicht-abelsche Eichtheorie. Hierbei ergaben sich charakteristische, durch Präzisionstests feststellbare, Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells, die wir anhand zweier konkreter Beispiele mit globaler $SU(2)_W \times U(1)_Y$ und $SU(2)_W \times SU(4)_L$ Symmetrie illustriert haben.

III.2 Einige Hochpräzisionstests

Im vorangegangenen Abschnitt haben wir Abweichungen von Standardmodellvorhersagen besprochen, die durch zusätzliche schwere Vektorbosonen hervorgerufen werden. Diese Effekte konnten durch eine effektive Lagrangedichte der Dimension vier und durch die Anwendung von Strom-Feld-Identitäten erfaßt werden. Andere mögliche Abweichungen lassen sich jedoch unter Umständen nicht hierdurch beschreiben, und wir wollen in diesem Abschnitt zwei Beispiele hierfür diskutieren: seltene Z^0 -Zerfälle und elektromagnetische Effekte im Verhältnis der Fermikonstanten des neutralen und geladenen schwachen Stromes, des sogenannten g -Parameters. In beiden Fällen werden wir für unsere Abschätzungen ein nichtrelativistisches Bild zugrunde legen, welches sich eng an das nichtrelativistische Quarkmodell anlehnt, das, obwohl die Voraussetzungen für die Anwendung einer nichtrelativistischen Beschreibung nicht in jedem Fall gut erfüllt sind, mit dem Experiment übereinstimmende Ergebnisse liefert.

In diesem Sinne nehmen wir an, daß W - und Z -Bosonen nichtrelativistische Bindungszustände sind. Der Effekt des Hypercolor-Confinements wird durch ein geeignetes Potential beschrieben. Zur weiteren Vereinfachung setzen wir zudem voraus, daß W - und Z -Bosonen aus einem $SU(2)_W$ -Dublett ($\frac{\alpha}{\beta}$) masseloser Fermionen aufgebaut sind, d.h. wir beschränken uns auf Substrukturmodelle vom Fritzsche-Mandelbaum Typ (siehe Abschnitt II.2.3). W^+ und Z^0 sind dann 3S_1 -Bindungszustände.

III.2.1 Seltene Z^0 -Zerfälle

Zerfälle der intermediären Vektorbosonen mit Photonen oder Gluonen im Endzustand sind gute Kandidaten für Prozesse, in denen eventuell Abweichungen vom Standardmodell auftreten, da die $SU(3)_C \times U(1)_Q$ -Eichbosonen direkt an die Subkonstituenten von W^+ und Z^0 koppeln. Insbesondere für Z^0 -Zerfälle in mehrere Photonen und/oder Gluonen können die Abweichungen beträchtlich sein.

Die einfachsten Zerfälle dieser Art, $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma$ und $Z^0 \rightarrow gg$ (g : Gluon), werden durch das Yang'sche Theorem⁵⁸⁾ verboten. Der Prozeß $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ kann im Standardmodell nur auf dem Ein-Loop-Niveau ablaufen und sein Verzwei-

gungsverhältnis ist deshalb außerordentlich klein⁵⁹⁾ (SM = Standardmodell):

$$BR(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma)_{SM} = 7.7 \cdot 10^{-10}. \quad (III.79)$$

In Substrukturmodellen kann man versuchen, die Reaktion $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ durch einen effektiven Lagrangeoperator zu beschreiben. Der einfachste Operator dieser Art, der die elektromagnetische Eichinvarianz erhält und konsistent mit der Strom-Feld-Identität (III.5) ist, besitzt Dimension acht und ist von der Gestalt:

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{1}{\Lambda^4} \sin^2 \theta_w \tan \theta_w C_{\mu\nu\zeta\sigma\lambda\kappa\omega\tau} Z_{\mu\nu} F_{\zeta\sigma} F_{\lambda\kappa} F_{\omega\tau}, \quad (III.80)$$

wobei C eine dimensionslose Kopplungskonstante, $F_{\zeta\sigma}$ etc. der elektromagnetische Feldstärketensor und

$$Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu + O(g_w) \quad (III.81)$$

ist. Λ bezeichnet eine Energieskala von der Größenordnung der Hypercolor-Confinement-skala $\Lambda_h \sim O(G_F^{-1/2})$. Die sich aus $\mathcal{L}_{eff}$ ergebende Rate Γ für $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ ist proportional zu Λ^{-8} und damit extrem sensitiv gegenüber dem Wert von Λ , den wir jedoch nicht genau, sondern nur größenordnungsmäßig kennen. Eine Änderung von Λ um einen Faktor 2 würde $\Gamma(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma)$ bereits um mehr als zwei Größenordnungen verändern. Zudem haben wir keine Kontrolle über den Parameter C, so daß es praktisch unmöglich ist, mit Hilfe von (III.80) eine quantitative Aussage über $\Gamma(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma)$ in Substrukturmodellen zu gewinnen.

Zur Abschätzung der Rate für $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ werden wir deshalb das oben skizzierte nichtrelativistische Bild verwenden, wobei wir uns bewußt sind, daß dies sicherlich nur eine sehr grobe Abschätzung für Γ liefern kann, da, ähnlich wie für die Bindungszustände der leichten Quarks, die Anwendbarkeit der nichtrelativistischen Näherung fraglich ist. Analog zu diesem Fall könnte jedoch auch hier das nichtrelativistische Bild Resultate mit der richtigen Größenordnung liefern. Das Diagramm für den Zerfall $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ ist in Fig. III-2 dargestellt und analog zum Prozeß $\psi \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ im Quark-

modell. Damit können wir das Resultat für die Rate sofort angeben:⁶⁰⁾

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma) = \frac{\pi^2 - 9}{9\pi^2} \alpha g_w^2 \sin^4 \theta_w \frac{m_w^3}{m_z^2} (3q^2 - 3q + 1). \quad (\text{III.82})$$

Hierbei haben wir bereits die Wellenfunktion am Ursprung $|\psi(0)|^2$ durch $\sin^2 \theta_w$ ersetzt:⁶¹⁾

$$\sin^4 \theta_w = \frac{e^4}{g_w^2} n_H n_C \frac{2}{m_w^3} |\psi(0)|^2 \quad (\text{III.83})$$

n_H und n_C sind dabei die Anzahl der Hypercolor- bzw. der Farbfreiheitsgrade von α und β . Der Parameter q in Gl. (III.82) ist der freie Ladungsparameter aus Tabelle II-1. Wir finden schließlich

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma) \approx 0.1 \text{ MeV} (3q^2 - 3q + 1) \approx 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ MeV} \quad (\text{III.84a})$$

und mit $\Gamma(Z \rightarrow \text{alles}) \approx 3 \text{ GeV}$

$$BR(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma) \approx 3.4 \cdot 10^{-5} (3q^2 - 3q + 1) \approx 8.5 \cdot 10^{-6}. \quad (\text{III.84b})$$

Das Minimum wird dabei für $q = \frac{1}{2}$ angenommen. Gl. (III.84) zufolge sollte das Verzweigungsverhältnis für $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ in Substrukturmodellen um mehrere Größenordnungen über dem Standardmodellresultat liegen! Der Zerfall des Z^0 -Bosons in drei Photonen wäre damit bei LEP oder SLC ohne große Schwierigkeiten zu beobachten, der QED Untergrund von $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ wäre wesentlich kleiner als das Signal und hätte zudem eine andere Verteilung für die Photon-Energien.

Falls die Subkonstituenten der intermediären Vektorbosonen einen nichttrivialen Farbfreiheitsgrad tragen (z.B. Schema B oder C in Tabelle II-1), sind auch Zerfälle des Z^0 -Bosons mit Gluonen im Endzustand möglich. Im nichtrelativistischen Modell kann die Rate für $Z^0 \rightarrow \gamma gg$ (siehe Fig. III-3) analog zum Zerfall in drei Photonen abgeschätzt werden. Wir finden:⁶⁰⁾

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \gamma gg) = \frac{8}{81\pi} (\pi^2 - 9) \alpha_s^2 \sin^4 \theta_w \frac{g_w^2}{e^2} \frac{m_w^3}{m_z^2} \quad (\text{III.85})$$

$\approx 4.2 \text{ MeV}$

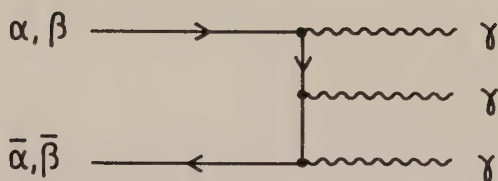


Fig. III-2

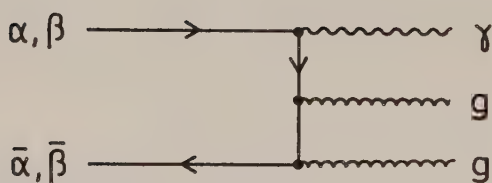


Fig. III-3

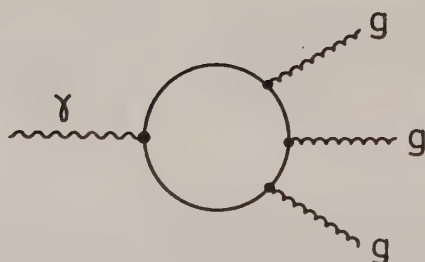


Fig. III-4

und damit

$$BR(Z^0 \rightarrow \gamma gg) \approx 0.14 \% . \quad (\text{III.86})$$

Dies ist erheblich größer als das Resultat für diesen Prozeß im Standardmodell⁵⁹⁾

$$BR(Z^0 \rightarrow \gamma gg)_{SM} \approx 4 \cdot 10^{-6} \quad (\text{III.87})$$

und sollte nicht nur an zukünftigen e^+e^- -Maschinen (LEP, SLC), sondern auch in zukünftigen Experimenten am CERN- $p\bar{p}$ Collider bzw. am TEVATRON zu beobachten sein. Das Signal für diesen Zerfall wären Ereignisse der Form γjj (j : Hadronjet) mit einem harten Photon und einer invarianten Masse identisch mit m_Z . Mit Gl. (III.86) und $BR(Z^0 \rightarrow e^+e^-) \approx 3\%$ erwarten wir für etwa 20 $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ Ereignisse einen Zerfall der Form $Z^0 \rightarrow \gamma jj$, d.h. in den gegenwärtigen Daten des CERN-Colliders sollte etwa ein Ereignis dieser Form enthalten sein.

Die Umkehrung des Zerfalls $Z^0 \rightarrow \gamma gg$

$$g + g \rightarrow Z^0 \gamma \quad (\text{III.88})$$

stellt durch den in (Anti)Protonen enthaltenen Gluonsee einen zusätzlichen Produktionsmechanismus des Z^0 -Bosons an Hadron-Hadron-Collidern dar. Der Streuquerschnitt im nichtrelativistischen Bild für diesen Prozeß als Funktion der g - g Schwerpunktsvariablen (invariante Masse $\sqrt{s}$, Streuwinkel $\hat{\theta}$) ist⁶²⁾

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega} = \frac{g}{g} \alpha_s^2 \frac{\hat{s} - m_Z^2}{\hat{s}^2} \sin^4 \theta_w \frac{g_w^2}{e^2} (3 + \cos^2 \hat{\theta}) . \quad (\text{III.89})$$

Zur Ermittlung des gesamten Streuquerschnitts σ für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow Z^0 \gamma + X$ müssen auch die Standardmodellbeiträge $\bar{q}_i + q_i \rightarrow Z^0 \gamma$ ($q_i = u, d$) mitberücksichtigt werden. Im einfachen Quark-Parton Bild (siehe Anhang) ist σ dann durch

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow Z^0 \gamma + X) = \sigma_{SM} + \sigma_{gg} , \quad (\text{III.90a})$$

$$\sigma_{gg} = \frac{1}{32} \int_0^1 dx \int_{\gamma}^1 \frac{dx}{x} g(x) g\left(\frac{\gamma}{x}\right) \hat{\sigma}(gg \rightarrow Z^0 \gamma) \quad (\text{III.90b})$$

gegeben. Hierbei ist σ_{SM} der Standardmodellbeitrag, $g(x)$ bezeichnet die Impulsverteilungsfunktion der Gluonen im Nukleon, $\gamma = \frac{\hat{s}}{s}$ mit der Gesamt-schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ und der Faktor $\frac{1}{32}$ resultiert aus der Mittelung über die $SU(3)_C$ -Freiheitsgrade. Eine Auswertung der Verteilung des transversalen Impulses des Photons p_{γ}^T , $\frac{d\sigma}{dp_{\gamma}^T}$, zeigt, daß bei großem p_{γ}^T der Substrukturbeitrag (III.88) viel größer als der Standardmodellterm ist.⁶²⁾ Dies schlägt sich auch im totalen Streuquerschnitt nieder. Für $p_{\gamma}^T > 10$ GeV finden wir für $\sqrt{s} = 0.54$ TeV (2 TeV), den Schwerpunktsenergien des CERN-Collders bzw. des TEVATRONs, $\sigma \approx 15$ pb (0.75 nb), etwa einen Faktor 10 (90) mehr als im Standardmodell.⁶²⁾ Obwohl dieses Ergebnis infolge der verwendeten nichtrelativistischen Näherung mit großen Unsicherheiten behaftet ist, so sollte es doch durch Messung der $Z^0 \gamma$ Rate am TEVATRON bzw. an einem der zukünftigen Supercollider (LHC, SSC) möglich sein zu entscheiden, ob das Z^0 -Boson farbige Subkonstituenten enthält oder nicht.

Zerfälle des $W^{(3)}$ -Bosons in eine beliebige Anzahl an Gluonen sind durch die globale $SU(2)_W$ -Symmetrie, die nur durch die elektromagnetischen Wechselwirkungen verletzt wird, verboten ($W^{(3)}$ ist ein $SU(2)_W$ -Triplett Zustand, Gluonen sind hingegen Singulets). Da das Z^0 -Boson eine Linearkombination von $W^{(3)}$ und γ ist, folgt hieraus, daß der Zerfall $Z^0 \rightarrow ggg$ nur via einer effektiven γggg Kopplung ablaufen kann.⁶²⁾ Da, ähnlich wie im Standardmodell, diese Kopplung nur auf dem Ein-Loop Niveau auftritt (siehe Fig. III-4), erwarten wir, daß das Verzweungsverhältnis für $Z^0 \rightarrow g g g$ in Substrukturmodellen von derselben Größenordnung wie im Standardmodell ist:⁵⁹⁾

$$BR(Z^0 \rightarrow ggg) \approx 10^{-5}. \quad (\text{III.91})$$

Aus dem gleichen Grunde sollte auch die Umkehrung $gg \rightarrow Z^0 g$ keinen signifikanten Beitrag zur Z^0 -Produktion an Hadron-Hadron-Collidern liefern.

Zusammenfassend können wir feststellen, daß der Zerfall $Z^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma$ einen guten Test für die zusammengesetzte Natur des Z^0 -Bosons darstellt. $Z^0 \rightarrow \gamma g g$ bzw. die Produktion von $Z^0 \gamma$ Paaren in pp Kollisionen kann mithelfen zu

entscheiden, ob die Z^0 -Konstituenten $SU(3)_C$ -Singulettobjekte sind oder nicht.

III.2.2 Zusammengesetzte W-Bosonen und der g -Parameter der schwachen Wechselwirkung⁶³⁾

Das Verhältnis der Fermikonstanten für neutrale und geladene schwache Stromreaktionen, g , ist ein wichtiger Parameter in Theorien für die schwache Wechselwirkung. Im Standardmodell mit einem oder auch mehreren Higgsdubletts ist in erster Näherung $g = 1$, und nur Loop-Effekte geben sehr kleine Abweichungen von diesem Wert. Dies ist in Substrukturmodellen mit zusammengesetzten W- und Z-Bosonen nicht unbedingt der Fall. In Abschnitt III.1 haben wir gezeigt, daß z.B. ein zusätzliches isoskalar schwaches Boson, das mit der globalen $U(1)_Y$ -Symmetrie assoziiert ist, zu einem g -Parameter $g > 1$ führen kann. Da die elektromagnetische Wechselwirkung die globale $SU(2)_W$ Symmetrie bricht, erwarten wir jedoch, daß auch elektromagnetische Effekte Abweichungen von $g = 1$ hervorrufen werden.⁶³⁾

Um die Größe dieses Effektes abzuschätzen, wollen wir alle anderen möglichen Beiträge zu g vorerst vernachlässigen und nur den $SU(2)_W$ Anteil der globalen Symmetrie betrachten. Im Limes $\alpha \rightarrow 0$ ist infolge der ungebrochenen globalen $SU(2)_W$ -Symmetrie $g = 1$ und die Massen von W^+ und $W^{(3)}$ sind gleich. Sobald $\alpha \neq 0$ ist, erhalten W^+ und $W^{(3)}$ unterschiedliche elektromagnetische Selbstenergien zu $O(\alpha)$ und $W^{(3)}$ mischt mit dem Photon. Zudem erwarten wir, daß Kopplungskonstanten und Zerfallskonstante des W-Bosons unterschiedliche Korrekturen zu $O(\alpha)$ erfahren. Damit wird auch die Stromfeld-Identität (III.5) geringfügig gebrochen und wir werden folglich kleine Abweichungen von den Standardrelationen (III.22-25) durch elektromagnetische Korrekturen erhalten. Die Masse des physikalischen neutralen Vektorbosons Z^0 ist nun unter Berücksichtigung der elektromagnetischen Selbstenergie zu $O(\alpha)$ durch die Polposition im Gesamtpropagator gegeben⁶³⁾

$$m_Z^2 = \frac{m_{W^{(3)}}^2}{1 - \lambda^2}, \quad (\text{III.92a})$$

wobei die elektromagnetische Selbstenergie in $m_{W^{(3)}}$, der Masse des $W^{(3)}$ -Bosons vor der Mischung mit dem Photon enthalten ist. Der Parameter λ be-

schreibt die Mischungsstärke mit dem Photon und ist durch den $W^{(3)}$ - γ -Mischungsterm im effektiven Lagrangeoperator

$$-\frac{1}{2} \lambda F_{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{(3)} \quad (\text{III.92b})$$

definiert (vgl. (III.20a)). Es ist $\lambda = \sin \Theta_W (1 + O(\alpha))$. Die $Z^0\bar{f}f$ -Kopplung erhält man nun durch Ausführen der Transformation (III.21a), wobei $\sin \Theta_W$ durch λ zu ersetzen ist. Man findet³³⁾

$$\mathcal{L}_{Zff} = \frac{-g}{(1-\lambda^2)^{1/2}} \bar{Z}_\mu [j_\mu^{(3)} - \sin^2 \Theta_W j_\mu^{\text{em}}] \quad (\text{III.93a})$$

mit

$$\sin^2 \Theta_W = \frac{e}{g} \lambda \quad ; \quad (\text{III.93b})$$

$g = g_W (1 + O(\alpha))$ bezeichnet dabei die Kopplungskonstante des $W^{(3)}$ -Bosons an die Fermionen. Gl. (III.92a) und (III.93a) sind die Verallgemeinerungen von (III.22).

Der g -Parameter ist nun per definitionem durch

$$g = \frac{G_F^{1/2}}{G_F^{1/2}} = \frac{g^2}{(1-\lambda^2)m_Z^2} \frac{m_{W^+}^2}{g^2} = \frac{m_{W^+}^2}{m_{W^{(3)}}^2} \quad (\text{III.94})$$

gegeben, wobei m_{W^+} ähnlich wie $m_{W^{(3)}}$ die elektromagnetische Selbstenergie zu $O(\alpha)$ enthält. Weiterhin haben wir angenommen, daß g in (III.93a) identisch zur Kopplungskonstante des W^+ -Bosons ist. Wir werden später zeigen, daß dies in erster Näherung gerechtfertigt ist. Bezeichnet man die elektromagnetischen Selbstenergien von W^+ und $W^{(3)}$ mit Δm_{W^+} und $\Delta m_{W^{(3)}}$ so ist

$$m_{W^+} = m_W + \Delta m_{W^+} \quad , \quad m_{W^{(3)}} = m_W + \Delta m_{W^{(3)}} \quad (\text{III.95})$$

wobei m_W die gemeinsame Masse von W^+ und $W^{(3)}$ im Limes $\alpha \rightarrow 0$ ist. Setzen wir nun (III.95) in (III.94) ein und entwickeln bis zu erster Ordnung in Δm_{W^+} und $\Delta m_{W^{(3)}}$, so ergibt sich

$$g \approx 1 + \frac{2}{m_W} (\Delta m_{W^\pm} - \Delta m_{W(3)}) . \quad (\text{III.96})$$

Versucht man nun, die elektromagnetischen Selbstenergien von $W^\pm$ und $W^{(3)}$ mittels der effektiven Lagrangedichte (III.17) zu berechnen, so stößt man auf ähnliche Schwierigkeiten wie im Fall von $Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu}$. Da (III.17) nicht-renormierbar ist, müssen die quadratisch divergenten Ein-Loop-Selbstenergiendiagramme von $W^\pm$ und $W^{(3)}$ durch eine Energieskala Λ regularisiert werden, die größenordnungsmäßig mit der Substrukturskala Λ_h übereinstimmt. Die Selbstenergien $\Delta m_{W^\pm}^2$ und $\Delta m_{W^{(3)}}^2$ hängen damit quadratisch von der Größe Λ ab, die jedoch nur sehr ungenau bekannt ist ($\Lambda \approx 100 \dots 1000 \text{ GeV}$), so daß sich auf diese Weise keine quantitative Aussage für g gewinnen läßt.

Aus diesem Grund greifen wir abermals auf das nichtrelativistische Bild für die W- und Z-Bosonen zurück, wobei das Ergebnis, das wir hiermit erhalten werden, natürlich nichts anderes als eine grobe Näherung für g sein kann. In niedrigster Ordnung sind die elektromagnetischen Selbstenergien der W-Konstituenten α und β sowie das Ein-Photon-Austauschdiagramm (Fig. III-5)

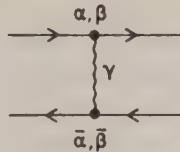


Fig. III-5

für $\Delta m_{W^\pm}^2$ und $\Delta m_{W^{(3)}}^2$ verantwortlich. Wir finden zu $O(\alpha)$

$$\begin{aligned} \Delta m_{W^\pm}^2 &= (q - q^2) \alpha \langle U(r) \rangle + (2q^2 - 2q + 1) \alpha \Delta E , \\ \Delta m_{W^{(3)}}^2 &= (q - q^2 - \frac{1}{2}) \alpha \langle U(r) \rangle + (2q^2 - 2q + 1) \alpha \Delta E . \end{aligned} \quad (\text{III.97})$$

Hierbei ist q der Ladungsparameter von Tabelle II-1 und ΔE die elektromagnetische Selbstenergie von α bzw. β . $\langle U(r) \rangle$ bezeichnet den Erwartungswert des Fermi-Breit Hamiltonoperators⁶⁴⁾ für Spin 1 S-Wellenzustände von Dirac-Fermionen:^{F6)}

$$U(r) = \frac{1}{r} + \frac{1}{2m^2 r} \left(\vec{p}^2 + \frac{\vec{r}(\vec{r} \cdot \vec{p}') \vec{p}'}{r^2} \right) - \frac{5}{3} \pi \frac{1}{m^2} \delta(r), \quad (\text{III.98})$$

wobei $\vec{p}$ der Impulsoperator und $m = m_\alpha = m_\beta$ eine effektive Masse für die W-Konstituenten ist (ähnlich der "Konstituentenmasse" der Quarks im nicht-relativistischen Quarkmodell). Um die nichtrelativistische Näherung anwenden zu können, muß die Bindungsenergie klein verglichen mit m sein, so daß

$$m \approx \frac{1}{2} m_w. \quad (\text{III.99})$$

Setzen wir nun Gl. (III.97) in (III.96) ein, so stellt man fest, daß g unabhängig von q und ΔE ist:

$$g \approx 1 + \alpha \frac{\langle U(r) \rangle}{m_w}. \quad (\text{III.100})$$

Um $\langle U(r) \rangle$ zu berechnen, nehmen wir an, daß die Wellenfunktion des W-Bosons durch die Grundzustandswellenfunktion des Hypercolor-Confinementpotentials gegeben ist.^{F7)} Wir wählen hierfür Potentiale der Form

$$V(r) = \sigma r^\nu + c, \quad \sigma > 0, \quad 0 < \nu < \infty. \quad (\text{III.101})$$

Üblicherweise wird man nun die WKB-Methode benutzen, um die Wellenfunktion des Grundzustandes von $V(r)$ approximativ zu berechnen. Unglücklicherweise kann man jedoch damit den Erwartungswert von $U(r)$ nicht analytisch berechnen. Dies ist andererseits aber notwendig, um die Abhängigkeit von $\langle U(r) \rangle$ von dem Parameter ν zu studieren. Aus diesem Grund wählen wir eine etwas andere Methode: Zunächst approximieren wir die WKB-Wellenfunktion des Grundzustandes von $V(r)$ durch die WKB-Wellenfunktion $\psi_0^H(r)$ des Grundzustandes für das Potential des harmonischen Oszillators

$$V_H(r) = \frac{1}{2} K r^2, \quad (\text{III.102})$$

wobei K gemäß dem Variationsprinzip^{F8)}

$$\delta_K \langle \psi_0^H | H | \psi_0^H \rangle = 0 \quad (\text{III.103})$$

mit

$$H = 2m + \frac{\vec{p}^2}{m} + V(r) \quad (\text{III.104})$$

optimiert wird. Aus Gl. (III.103) finden wir für den optimalen Wert von K

$$K = 2 \left[\sigma b(v) \right]^{4/(2+v)} \left(\frac{g}{m} \right)^{(v-2)/(v+2)}, \quad (\text{III.105})$$

mit

$$b(v) = \frac{v}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\frac{v+1}{2})}{\Gamma(\frac{v}{2}+1)}. \quad (\text{III.106})$$

Berechnet man dann $\langle \psi_0^H | U | \psi_0^H \rangle$ numerisch mit dem optimalen Wert für K, so erhält man ein Resultat für $\langle U(r) \rangle$, das analytisch in v ist. Da sich jedoch $\langle \psi_0^H | U | \psi_0^H \rangle$ von $\langle \phi_0^H | U | \phi_0^H \rangle$, wobei ϕ_0^H die exakte Wellenfunktion des Grundzustandes von $V_H(r)$ ist, nur um einige Prozent unterscheidet, verwenden wir im weiteren $\langle \phi_0^H | U | \phi_0^H \rangle$ mit dem optimalen Wert von K für $\langle U(r) \rangle$. Damit erhalten wir für die einzelnen Bruchstücke von $\langle U(r) \rangle$:

$$\langle \frac{1}{r} \rangle = \left(\frac{\pi}{3} \right)^{1/6} 2^{g/3} \left(1 + \frac{2}{v} \right)^{1/3} \left[\frac{b(v)}{16 a(v)^v} \right]^{1/(2+v)} |\psi(0)|^{2/3}, \quad (\text{III.107a})$$

$$\langle \frac{\vec{p}^2}{r} + \frac{\vec{r}(\vec{r} \cdot \vec{p}) \cdot \vec{p}}{r^3} \rangle = \frac{2}{\sqrt{3}} \pi^{3/2} \left(1 + \frac{2}{v} \right) \left[4^v \frac{b(v)}{a(v)^v} \right]^{3/(2+v)} |\psi(0)|^2, \quad (\text{III.107b})$$

wobei

$$a(v) = 2v \sqrt{\pi} \frac{\Gamma(\frac{3}{2} + \frac{1}{v})}{\Gamma(\frac{1}{v})}. \quad (\text{III.108})$$

In Gl. (III.107) wurde die Wechselwirkungsstärke σ zugunsten der WKB Wellenfunktion des Grundzustandes am Ursprung eliminiert:

$$|\psi(0)|^2 = \frac{1}{2\pi^2} \frac{v}{v+2} \left(\frac{g}{16} \right)^{(v-1)/(v+2)} (\sigma m)^{3/(2+v)} a(v)^{3v/(2+v)}. \quad (\text{III.109})$$

Gl. (III.107), (III.98) und $\langle \delta(r) \rangle = |\psi(0)|^2$ ergeben zusammen unser Resultat für $\langle U(r) \rangle$. Die Wellenfunktion am Ursprung schließlich kann ohne Schwierigkeiten aus Gl. (III.83) und den experimentellen Daten $\sin^2 \theta_W \approx 0.22$, $g_W \approx 0.65$ und $m_W \approx 81 \text{ GeV}^{(4)}$ berechnet werden. Mit diesen Informationen und Gl. (III.98), (III.99), (III.100), (III.107) und (III.83) finden wir schließlich die numerischen Werte für $\Delta g = g - 1$. Sie sind in Tabelle III-1 für

zwei Werte von n_H und n_C , sowie für verschiedene Werte von ν zusammengestellt. Man stellt fest, daß im allgemeinen Δg einige Prozent beträgt und eine monoton steigende Funktion von ν , jedoch eine monoton fallende Funktion des Produkts $n_H \cdot n_C$ ist. In Tabelle III-1 haben wir auch das Resultat für das Kastenpotential mit unendlich hohen Wänden angeführt, welches dem Limes $\nu \rightarrow \infty$ entspricht. In diesem Fall haben wir die exakte Wellenfunktion benutzt, um $\langle U(r) \rangle$ numerisch zu berechnen. Alle Werte in Tabelle III-1 sind konsistent mit den gegenwärtigen experimentalen Daten (III.46).

Tabelle III-1

Resultate für $\Delta g = g - 1$ für $n_H = 4$ und zwei Werte von n_C .

ν	$n_C = 1$	$n_C = 3$
1	0.009	0.006
2	0.020	0.010
4	0.028	0.013
10	0.031	0.014
∞	0.043	0.018

Alternativ zu Δg können wir auch die Abweichung der $Z^0 - W^\pm$ Massendifferenz von ihrem Standardwert

$$m_{Z^0} - m_W = m_W \left(\frac{1}{\cos \Theta_W} - 1 \right) \approx 10.8 \text{ GeV} \quad (\text{III.110})$$

betrachten. Unter Benutzung von

$$\Delta m_{W(3)} - \Delta m_{W(1)} = -\frac{1}{2} \alpha \langle U(r) \rangle \quad (\text{III.111})$$

finden wir für die Parameter von Tabelle III-1, daß $m_{Z^0} - m_W$ um 0.25 ... 1.7 GeV

reduziert wird. Ein Effekt dieser Größenordnung könnte in Präzisionsmessungen der W- bzw. Z-Masse z.B. am CERN-Collider feststellbar sein.

Bevor wir unser Resultat für Δg mit dem Ergebnis des Standardmodells vergleichen, wollen wir kurz die Verlässlichkeit unserer Rechnung diskutieren. Es ist wohlbekannt, daß die WKB Approximation für Potentiale der Form (III.101) die exakten Resultate bis auf einige Prozent reproduziert. Das gleiche gilt auch für das Variationsprinzip, das wir zusätzlich zur Berechnung von $\langle U(r) \rangle$ verwendet haben,^{F9)} so daß die Gesamtunsicherheit von der Größenordnung 10 % ist. Weiterhin haben wir elektromagnetische Korrekturen zu den $W^\pm (W^{(3)})_{ff}$ Kopplungskonstanten $g_{W^\pm}$ und $g_W(3)$ vernachlässigt. Im nichtrelativistischen Bild sind $g_{W^\pm}$ und $g_W(3)$ im wesentlichen durch ein Überlappintegral der Wellenfunktionen gegeben. Die elektromagnetischen Korrekturen zur Wellenfunktion beinhalten in erster Ordnung Störungstheorie jedoch nur die Massen und Wellenfunktionen der angeregten Zustände, die wir vernachlässigt haben. Im Rahmen unserer Betrachtung bleiben $g_{W^\pm}$ und $g_W(3)$ deshalb unbeeinflusst. Die Hauptunsicherheit in Δg entsteht sicherlich durch die Anwendung der nichtrelativistischen Approximation. So erwarten wir z.B., daß starke Hypergluonkorrekturen zu Gl. (III.83) auftreten, die nur für eine kleine Hypercolorkopplungskonstante unbedeutend sind. Falls wir jedoch davon ausgehen, daß analog zu den Bindungszuständen der leichten Quarks (π, ρ , etc.) das nichtrelativistische Bild sinnvolle Resultate liefert, so können wir erwarten, daß zumindest die Größenordnung für Δg , 10^{-2} , in Tabelle III-1 korrekt ist.

Wir wollen nun die Werte von Tabelle III-1 mit dem Ergebnis für Δg im Standardmodell vergleichen. In der spontan gebrochenen $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Eichtheorie mit Higgs-Dubletts entsteht $\Delta g \neq 0$ auf dem Ein-Loop Niveau. Der wichtigste Anteil hierzu kommt wahrscheinlich vom t-Quark-Loop und ist durch⁶⁵⁾

$$\Delta g \approx \frac{3}{16 \sin^2 \theta_W} \frac{\alpha}{\pi} \frac{m_t^2}{m_W^2} \quad (\text{III.112})$$

gegeben, wobei m_t die t-Quarkmasse ist. Für $m_t \leq m_W$ findet man dann $\Delta g \leq 2 \cdot 10^{-3}$, etwa eine Größenordnung weniger als in Substrukturmodellen. Nur ein sehr schweres Fermion mit einer Masse größer als 150 GeV kann Δg auf $O(10^{-2})$ anheben.

Bis jetzt haben wir den Einfluß anderer Quellen als der elektromagnetischen Wechselwirkung auf den g -Parameter vernachlässigt. Jedoch haben wir bereits in Abschnitt III.1 gesehen, daß ein isoskalaros Boson Y beträchtlichen Einfluß auf g ausüben kann. Beide Effekte können nun in einem Gesamtparameter

$$g = g^{cb} \cdot g^Y \quad (\text{III.113})$$

kombiniert werden, wobei $g^Y > 1$ den Anteil des Y -Bosons (Gl. (III.44)) und $g^{cb} > 1$ den soeben berechneten elektromagnetischen Anteil bezeichnet. Dieser Parameter ist nun jedoch nicht mehr identisch mit dem Ausdruck $m_{W^\pm}^2 / m_W^2(3) = m_{W^\pm}^2 / m_Z^2 \cos^2 \theta_W$. Im Hinblick auf die Werte von Tabelle III-1 für g^{cb} und Gl. (III.44) ist somit in Substrukturmodellen ein Wert von $g = 1.05$ durchaus nicht unrealistisch groß. In der Tat weisen neueste Messungen der Myonpaarasymmetrie bei PETRA signifikante Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells auf, die sich durch $g > 1$ am einfachsten erklären lassen.⁶⁶⁾

Zusammenfassend können wir feststellen, daß der g -Parameter in Modellen mit zusammengesetzten W -Bosonen infolge elektromagnetischer Korrekturen etwas von eins abweicht. Unter Verwendung einer nichtrelativistischen Beschreibungsweise für die intermediären Vektorbosonen fanden wir $\Delta g \approx 0.01 \dots 0.04$, abhängig von der Form des Hypercolor-Confinement-Potentials und $n_H \cdot n_C$. Dies ist ungefähr eine Größenordnung mehr als man typischerweise im Standardmodell erwartet. Eine genaue Messung von g ist deshalb nützlich, um Substrukturmodelle vom Standardmodell zu unterscheiden.

III.3 Phänomenologie zusammengesetzter farbiger W -Bosonen

Wie wir bereits mehrfach erwähnt haben, sind die Konstituenten der W -Bosonen nicht notwendigerweise Farbsingulettobjekte, sondern können sich z.B. auch als Triplets unter $SU(3)_C$ transformieren. Typische Modelle dieser Art haben wir mit Schema B und C von Tabelle II-1 kennengelernt. Wie in Abschnitt II.2.3 bereits kurz angedeutet wurde, erwartet man, daß im Fall farbiger W -Konstituenten α und β Farboktett-Partner der W - und Z -Bosonen existieren.⁴³⁾ Dies gilt unabhängig von der $SU(3)_C$ -Darstellung von α und β . In diesem Abschnitt wollen wir nun die Phänomenologie der Farboktett-Partner von W^+ und Z^0 im Detail betrachten.⁶⁷⁾ Zur Vereinfachung der Si-

tuation werden wir dabei annehmen, daß die intermediären Vektorbosonen Bindungszustände aus masselosen $SU(3)_C$ -Tripletts Fermionen α und β sind, d.h. wir beschränken uns auf Schema B und C der Modelle vom Fritzsche-Mandelbaum Typ. Die meisten Ergebnisse werden jedoch unabhängig von dieser Einschränkung sein.

III.3.1 Grundlegende Eigenschaften farbiger W-Bosonen

In Abwesenheit der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung bilden α und β zusammen eine fundamentale Sextett- bzw. Antisextett-Darstellung einer globalen $SU(6)_F$ -Symmetrie der schwachen Wechselwirkungen,^{F10)} welche die übliche globale $SU(2)_W$ -Symmetrie, sowie die $SU(3)_C$ -Gruppe der starken Wechselwirkung, enthält:

$$SU(6)_F \supset SU(2)_W \times SU(3)_C \quad (\text{III.114})$$

Das Sextett transformiert sich dabei unter $SU(2)_W \times SU(3)_C$ wie

$$\underline{6} = (\underline{2}, \underline{3}). \quad (\text{III.115})$$

Die $SU(6)_F$ -Symmetrie wird nur durch QED und QCD Eichwechselwirkungen verletzt.

Die Vektorbosonen der schwachen Wechselwirkung transformieren sich nun gemäß $\underline{6} \times \underline{6} = \underline{35} + \underline{1}$ bezüglich $SU(6)_F$. Der Singulettzustand $V^0 = \frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{\alpha}\alpha + \bar{\beta}\beta)$ sollte dabei infolge von Hypergluonbeiträgen zur Massenmatrix der Vektorbosonen schwerer als die Mitglieder des $\underline{35}$ -plets sein. Die Größe dieses Effektes hängt jedoch von Details der Hypercolor-Wechselwirkung ab, die gegenwärtig noch nicht verlässlich abgeschätzt werden können. Zur Klassifizierung der Vektorbosonen des $\underline{35}$ -plets benutzt man am bequemsten ihre Transformationseigenschaften bezüglich $SU(2)_W \times SU(3)_C$:

$$\underline{35} = (\underline{3}, \underline{1}) + (\underline{3}, \underline{8}) + (\underline{1}, \underline{8}) \quad (\text{III.116})$$

Das $(\underline{3}, \underline{1})$ Multiplett ist dabei das übliche Isotriplett der W- und Z-Bosonen, während das $(\underline{3}, \underline{8})$ Multiplett deren farbige Partner darstellt, die wir mit W_8^+ und Z_8^0 bezeichnen. Das $(\underline{1}, \underline{8})$ Multiplett schließlich kann als

farbiger Partner des V^0 -Bosons aufgefaßt werden und wird deshalb mit V_8 bezeichnet. Im Limes $\alpha, \alpha_s \rightarrow 0$ sind sämtliche Mitglieder des $\underline{35}$ -plets infolge der ungebrochenen $SU(6)_F$ -Symmetrie in ihren Massen entartet.

Wie wir bereits in Abschnitt II.2.3 gesehen haben, sind neben α und β noch zwei als masselos angenommene Skalare x und y zum Aufbau der Quarks und Leptonen notwendig (siehe Tabelle II-1). Für $\alpha, \alpha_s \rightarrow 0$ bilden sie in Schema B (C) zusammen die fundamentale Darstellung einer globalen $SU(4)_B$ ($SU(6)_B$) Symmetrie. Analog zu den Fermion-Antifermion Bindungszuständen sollte nun auch ein $\underline{15}$ ($\underline{35}$)-plet an Vektorbosonen existieren, die aus x und y aufgebaut sind. Wie man leicht feststellt, sind die Quantenzahlen und alle anderen Eigenschaften des $SU(4)_B$ $\underline{15}$ -plets identisch mit den Eigenschaften des $SU(4)_L$ $\underline{15}$ -plets in den Modellen vom Abbott-Farhi Typ, sofern wir eine rein linkshändige Kopplung dieser Objekte an die Fermionen annehmen. In Abschnitt III.1 haben wir gefunden, daß diese zusätzlichen Vektorbosonen schwerer als etwa 400 GeV sein müssen. Sie besitzen damit erheblich größere Massen als $W^\pm$, Z^0 und deren farbige Partner und wir werden ihren Einfluß deshalb im weiteren vernachlässigen.

Farbige W-Konstituenten erlauben nicht nur die Existenz farbiger Partner von $W^\pm$ und Z^0 , sondern sagen auch notwendigerweise das Auftreten farbexotischer Leptonen voraus.^{F11)} Dies läßt sich sehr leicht einsehen. Leptonen bestehen gemäß (II.37) aus einem W-Konstituenten α oder β und einem Boson y , wobei y in der konjugiert komplexen $SU(3)_C$ Darstellung von α bzw. β sein muß, um einen Farbsingulettzustand zu ermöglichen. Dann können (αy) und (βy) jedoch auch in jedem Fall einen $SU(3)_C$ -Oktettzustand bilden, der als farbiger Partner ν_8 des Neutrinos bzw. $l_8^\pm$ des geladenen Leptons aufgefaßt werden kann.

Die Existenz farbexotischer Quarks^{F11)} ist hingegen stark modellabhängig. Im Schema B zum Beispiel sind die Quarks, gemäß (II.37), Bindungszustände aus einem Farbtriplett-Fermion α oder β und einem $SU(3)_C$ Singulett-Skalar x , so daß kein zusammengesetzter Zustand in einer anderen als in der $SU(3)_C$ -Triplet-Darstellung gebildet werden kann. In Schema C hingegen transformieren sich α bzw. β und x als Antitriplets unter $SU(3)_C$, so daß entweder Farbtriplett- oder Farbantisextett-Bindungszustände gebildet werden

können. Man erwartet damit in diesem Schema die Existenz von Farbsextett-Quarks q_6 .

Die zusammengesetzten Grundzustandsfermionen lassen sich am bequemsten mit Hilfe der totalen globalen Symmetrie im Limes $\alpha, \alpha_s \rightarrow 0$ klassifizieren. In Schema B(C) bilden die Fermionen ein $(\underline{6}, \underline{4})$ ($(\underline{\bar{6}}, \underline{6})$) Multipllett unter $SU(6)_F \times SU(4)_B$ ($SU(6)_F \times SU(6)_B$), das unter $SU(2)_W \times SU(3)_C$ in

$$(\underline{6}, \underline{4}) = (\underline{2}, \underline{1}) + (\underline{2}, \underline{3}) + (\underline{2}, \underline{8}) \quad (\text{III.117a})$$

Leptonen Quarks Oktett-Leptonen

$$(\underline{\bar{6}}, \underline{6}) = (\underline{2}, \underline{1}) + (\underline{2}, \underline{3}) + (\underline{2}, \underline{8}) + (\underline{2}, \underline{\bar{6}}) \quad (\text{III.117b})$$

Leptonen Quarks Oktett-Leptonen Sextett-Quarks

zerfällt. Auf die Eigenschaften der farboxotischen Mitglieder dieser Multiplletts werden wir noch ausführlich in Abschnitt IV.3.1 zurückkommen. Hier wollen wir nur kurz einige für die folgende Diskussion wichtige Tatsachen zusammenstellen. Da farboxotische Fermionen reine "Farbanregungen" der normalen Quarks und Leptonen sind, erwartet man, daß sie, genau so wie die normalen Fermionen, im Limes $\alpha, \alpha_s \rightarrow 0$ infolge einer chiralen Symmetrie masselos sind. Ebenso sollte die Anzahl der farboxotischen Fermionfamilien mit der Zahl der Generationen der normalen Quarks und Leptonen übereinstimmen (siehe Abschnitt IV.1). Eine Brechung der chiralen Symmetrie kann dann Masse für die farboxotischen Fermionen erzeugen, die jedoch größer als etwa 20 GeV sein muß. Zu dieser unteren Grenze wird man durch die experimentellen Daten von PETRA geführt, die eine Existenz solcher Objekte mit einer Masse von weniger als etwa 20 GeV ausschließen. Festzuhalten bleibt, daß farboxotische Quarks und Leptonen eine Masse haben können, die infolge der chiralen Symmetrie erheblich kleiner als die Substrukturskala Λ_h ist. Einen Vorschlag, Masse für diese Objekte mit Hilfe der starken Wechselwirkungen zu erzeugen, werden wir in Abschnitt IV.3.1 diskutieren.

Falls farboxotische Quarks und Leptonen leichter als W_8 und Z_8 sind, werden sie praktisch ausschließlich in ein normales Fermion und ein Gluon zerfallen. Diese Tatsache wird später bei der Diskussion der möglichen Zerfallssignaturen von farbigen W-Bosonen von Bedeutung sein.

Die effektive Lagrangedichte für die Wechselwirkung der 35 Vektorbosonen

W^A , $A = 1 \dots 35$ mit dem $(\underline{6}, \underline{4})$ bzw. $(\bar{\underline{6}}, \underline{6})$ Multipl. der zusammengesetzten Fermionen kann unter Annahme von Strom-Feld-Identitäten für den elektromagnetischen und den Farbstrom ähnlich wie in den in Abschnitt III.1 diskutierten Fällen konstruiert werden. Hierzu nehmen wir an, daß nur die linkshändigen zusammengesetzten Fermionen mit W^A wechselwirken. Dies ist notwendig, um die V-A Kopplung der W-Bosonen, die eine Untermenge der W^A bilden, zu garantieren. Die Strom-Feld-Identität für das $W^{(3)}$ -Boson ist durch (III.5) und (III.7) gegeben. Das entsprechende Teilchen für die Strom-Feld-Identität des Farbstromes ist das V_8^0 -Boson, welches nach (III.116) genau die Quantenzahlen des Gluons trägt. Da sowohl die fermionischen als auch die bosonischen Subkonstituenten Farbladung tragen, besitzt der linkshändige Anteil des Farbstromes im Gegensatz zu dem am Ende von Abschnitt III.1 diskutierten $SU(2)_W \times SU(4)_L$ Beispiel nun jedoch zwei Komponenten, $j_{\mu L}^{a(F)}$ und $j_{\mu L}^{a(B)}$ ($a = 1, \dots, 8$). Die Strom-Feld-Identität lautet nun:

$$j_{\mu L}^{a(F)} = \frac{M(W_8)^2}{(\frac{3}{2})^{1/2} g_{V_8}} V_{8\mu}^a, \quad (III.118a)$$

$$j_{\mu}^a = j_{\mu L}^{a(F)} + j_{\mu L}^{a(B)} + j_{\mu R}^a. \quad (III.118b)$$

Hierbei haben wir die Zerfallskonstante g_{V_8} bereits so normiert, daß im Limes $\alpha_s \rightarrow 0$ $g_{V_8} = g_W \approx 0.65$ ist. Es ist nun nicht schwer, die effektive Lagrangedichte $\mathcal{L}_{eff}^{W, V_8 \neq 0}$ anzugeben. Alle wesentlichen Schritte können von dem in Abschnitt III.1 diskutierten allgemeinen $SU(N)_L$ Fall mit der Identifizierung $SU(N)_L = SU(6)_F$ und der Ersetzung von $SU(n)$ durch $SU(3)_C \times U(1)_Q$ übernommen werden. Da das Y-Boson nicht im $SU(6)_F$ - $\underline{35}$ -plet enthalten ist, sind die Massen und Kopplungen der W- und Z-Bosonen durch die gleichen Ausdrücke wie in dem in Abschnitt III.1 diskutierten $SU(2)_W$ -Fall gegeben (siehe Gl. (III.17-25)). Für die physikalische Masse des V_8^0 -Bosons ergibt sich der Ausdruck (III.57) (mit $m = m_W$).

Die effektive Lagrangedichte, die wir auf diese Weise erhalten haben, beinhaltet jedoch noch nicht starke und elektromagnetische Korrekturen zu den Massen der Vektorbosonen und ihren Zerfallskonstanten. So sind z.B. $W^\pm$ und $W_8^\pm$ noch in ihren Massen entartet, und der g -Parameter ist noch gleich eins. Während elektromagnetische Effekte $g \neq 1$ verursachen, werden die starken Wechselwirkungen die Entartung der W- und W_8 -Masse aufheben. Im Rahmen des

nichtrelativistischen Bildes vom letzten Abschnitt läßt sich Selbstenergie der Farbkraft ganz analog zur elektromagnetischen Selbstenergie berechnen. Es muß lediglich in Fig. III-5 das ausgetauschte Photon durch ein Gluon ersetzt werden. Damit finden wir dann

$$M(W_8^{\pm}) - m_W \approx \frac{3}{2} \alpha_s \langle U(r) \rangle, \quad (\text{III.119})$$

wobei $\langle U(r) \rangle$ für Hypercolor-Confinementpotentiale der Form (III.101) durch (III.98) und (III.107) gegeben ist. Nehmen wir für die Anzahl der Hypercolor-Freiheitsgrade $n_H = 4$ an, so finden wir⁶³⁾ ($\alpha_s \approx 0.1$)

$$14 \text{ GeV} \lesssim M(W_8^{\pm}) - m_W \lesssim 38 \text{ GeV}, \quad (\text{III.120})$$

d.h. die Masse von W_8 sollte im Bereich von 95-120 GeV liegen. Bei dieser Abschätzung haben wir jedoch nicht mitberücksichtigt, daß eine eventuell starke Mischung des V_8 -Bosons mit dem Gluon den Propagator des ausgetauschten Gluons beträchtlich modifiziert und (III.120) verfälschen kann. Es ist deshalb wahrscheinlich realistischer für $\langle U(r) \rangle$ auch etwas größere Werte als in (III.120) zuzulassen. Ganz allgemein werden wir jedoch erwarten, daß $\langle U(r) \rangle$ von der Größenordnung der Substrukturskala Λ_H ist, d.h. $\langle U(r) \rangle \approx 0.3 - 1 \text{ TeV}$. Hiermit erhalten wir dann für die $W_8^{\pm}$ -Masse den Bereich

$$M(W_8) \approx 100 - 200 \text{ GeV}. \quad (\text{III.121})$$

Die große Aufspaltung zwischen W_8^+ und W^+ erscheint auf den ersten Blick etwas erstaunlich zu sein. Sie kommt hauptsächlich durch die relativ kleine Masse des W-Bosons - verglichen mit der Substrukturskala - zustande und verlangt eine Hypercolor-Dynamik, die sich wesentlich von der QCD⁶¹⁾ unterscheidet. Die mit den W-Bosonen zu vergleichenden g -Mesonen in der QCD sind mit einer Masse von etwa 770 MeV erheblich schwerer als die QCD Skala $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 250 \text{ MeV}$.

Im Gegensatz zum Z^0 kann das Z_8^0 mit dem Photon oder den Gluonen nicht in niedrigster, sondern nur in höherer Ordnung mischen. Wir erwarten deshalb, daß bis auf elektromagnetische Korrekturen von $O(1 \text{ GeV})$ $M(Z_8^0) = M(W_8^{\pm})$ gilt.

Die Masse des physikalischen V_8^0 -Bosons ist nun durch eine Relation analog zu (III.92a) gegeben:

$$M(V_8)^2 = \frac{M(W_8)^2}{1 - \lambda_8^2}, \quad (\text{III.122})$$

wobei der V_8^0 -Gluon Mischungsparameter λ_8 mit der Zerfallskonstante g_{V_8} via

$$\lambda_8 = \frac{g_8}{\left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} g_{V_8}} \quad (\text{III.123})$$

zusammenhängt. Eine elegante Möglichkeit λ_8 abzuschätzen, ergibt sich durch Übertragung der Dualitätshypothese der Hadronenphysik auf die schwachen Wechselwirkungen.⁶⁸⁾ Der wesentliche Inhalt dieser Hypothese besteht in der Annahme, daß der Produktionsquerschnitt der Vektormesonresonanzen bei geeigneter Mittelung mit dem Produktionsquerschnitt für freie Quarkpaare übereinstimmt. Übertragung auf Substrukturmodelle liefert⁶⁸⁾

$$\sin^2 \theta_W = \lambda^2 = \frac{\alpha}{3\pi} \frac{n_H n_C}{2} \frac{1}{m_Z^2 P(m_Z^2)} \quad (\text{III.124a})$$

wobei $P(m_Z^2)$ die Dichte der Vektorbosonzustände bezeichnet. Die gleiche Rechnung für λ_8 ergibt⁶⁹⁾

$$\lambda_8^2 = \frac{\alpha_s}{3\pi} n_H \frac{1}{M(V_8)^2 P(M(V_8)^2)}. \quad (\text{III.124b})$$

Da die Hypercolorkräfte $SU(6)_F$ invariant sind, erwartet man, daß in guter Näherung

$$P(M(V_8)^2) \approx P(m_Z^2). \quad (\text{III.125})$$

Zusammen mit (III.92a) und (III.122) finden wir dann

$$\frac{1}{\lambda_8^2} - 1 = \frac{\alpha}{\alpha_s} \frac{3}{2} \left(\frac{M(W_8)}{m_W} \right)^2 \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right), \quad (\text{III.126})$$

und mit (III.121)

$$0.30 \leq \lambda_8^2 \leq 0.64, \quad (\text{III.127a})$$

$$170 \text{ GeV} \leq M(W_8) \leq 240 \text{ GeV} . \quad (\text{III.127b})$$

Die V_8 -Gluon Mischung ist damit bedeutend stärker als die $W^{(3)}-\gamma$ Mischung $\lambda^2 \approx \sin^2 \Theta_W \approx 0.23$ (siehe (III.20a)). Aus Gl. (III.126) läßt sich nun mit Hilfe von (III.123) sowie $\lambda = e/g_W$ eine Relation für die Zerfallskonstanten g_W und g_{V_8} gewinnen:

$$g_{V_8}^2 - \left(\frac{M(W_8)}{m_W} \right)^2 g_W^2 = \frac{8\pi}{3} \alpha_s - 4\pi \alpha \left(\frac{M(W_8)}{m_W} \right)^2 . \quad (\text{III.128})$$

Zunächst sieht man aus (III.128), daß im Limes $\alpha, \alpha_s \rightarrow 0$ (d.h. $M(W_8) \rightarrow m_W$) $g_{V_8} = g_W \approx 0.65$ ist. Gleichzeitig stellt man jedoch auch fest, daß für $\alpha_s \neq 0$ ähnlich große Abweichungen vom $SU(6)_F$ Symmetriewert wie im Fall der Massen von W_8^+ und W^+ auftreten. Wir finden:

$$1.16 \leq g_{V_8} \leq 1.70 . \quad (\text{III.129})$$

Zum Abschluß unserer Diskussion der fundamentalen Eigenschaften von W_8^+ , Z_8^0 und V_8^0 wollen wir noch die Kopplung der farbigen Vektorbosonen an das $(\underline{6}, \underline{4})$ bzw. $(\underline{\bar{6}}, \underline{6})$ Multipllett der zusammengesetzten Fermionen angeben. Diese Information werden wir sowohl bei der Diskussion über Effekte farbiger W-Bosonen in schwachen Wechselwirkungen bei niedrigen Energien als auch beim Studium der Produktion und der Zerfallssignaturen dieser Teilchen benötigen. Im Limes $\alpha, \alpha_s \rightarrow 0$ ist der Anteil des effektiven Lagrangeoperators, der die Wechselwirkung der Vektorbosonen W^A mit den zusammengesetzten Fermionen F_{ia} , $i = 1, \dots, 4$, $a = 1, \dots, 6$ in Schema B beschreibt, durch

$$- \mathcal{L}_{WW}^{u,u_s=0} = \sqrt{3} g_W \bar{F}_{ia} \left(\frac{\Lambda^A}{2} \right)_{ab} \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} F_{ib} W_\mu^A \quad (\text{III.130})$$

gegeben, wobei Λ^A , $A = 1, \dots, 35$, die erzeugenden Matrizen von $SU(6)_F$ sind. Für Schema C ist Λ^A durch $(-\Lambda^{At})$ (t : transponiert) zu ersetzen und $i = 1, \dots, 6$ zu nehmen. Aus Gl. (III.130) kann man nun ohne Schwierigkeiten die Kopplungen von W_8^+ an Fermionpaare ablesen, sofern wir die Λ^A -Matrizen unter $SU(2)_W \times SU(3)_C$ gemäß

$$\left\{ \frac{\Lambda^A}{2} \right\} = \left\{ \underset{\substack{\uparrow \\ W, Z}}{\frac{\tau^R}{2} \times \frac{1}{\sqrt{3}}}, \underset{\substack{\uparrow \\ W, Z, \rho}}{\sqrt{2} \frac{\tau^R}{2} \times \frac{\lambda^m}{2}}, \underset{\substack{\uparrow \\ V_8}}{\frac{1}{\sqrt{2}} \times \frac{\lambda^m}{2}} \right\} \quad (\text{III.131})$$

und F_{ia} in die $SU(2)_W \times SU(3)_C$ Eigenzustände (III.117) zerlegen. In Tabelle III-2 haben wir die Kopplungskonstanten für die W_8^+ Kopplungen an Quarks und farboxotische Fermionen zusammengestellt. Infolge der erhaltenen Farbquantenzahl kann W_8^+ nicht an Leptonpaare koppeln. Die Differenz der W_8 $q\bar{q}$ Kopplung in Schema B und C entsteht durch die unterschiedliche Farbdarstellung des x -Bosons in den beiden Schemas.

Tabelle III-2

Kopplung von W_8^+ an Quarks und farboxotische Fermionen für Schema B und C (Tabelle II-1).

Kopplung	Farbstruktur	
	Schema B	Schema C
$W_8^{+i} q_\alpha \bar{q}_\beta$	$\frac{1}{\sqrt{2}} g_W \sqrt{6} \left(\frac{\lambda^i}{2} \right)_{\alpha\beta}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}} g_W \sqrt{3} \left(\frac{\lambda^i}{2} \right)_{\alpha\beta}$
$W_8^{+i} q_\alpha \bar{q}_{6\beta\gamma}$	0	$\frac{1}{\sqrt{2}} g_W \sqrt{2} \epsilon_{\alpha\delta\beta} \left(\frac{\lambda^i}{2} \right)_{\delta\gamma}$
$W_8^{+i} q_{6\alpha\gamma} \bar{q}_{\beta\delta}$	0	$\frac{1}{\sqrt{2}} g_W \sqrt{2} \delta_{\delta\alpha} \left(\frac{\lambda^i}{2} \right)_{\beta\gamma}$
$W_8^{+i} l_\alpha^j \bar{l}_\beta$	$\frac{1}{\sqrt{2}} g_W \delta^{ij}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} g_W \delta^{ij}$
$W_8^{+i} \bar{l}_\alpha^j l_\beta^k$	$\frac{1}{\sqrt{2}} g_W \sqrt{2} (d_{ijk} + i f_{ijk})$	$\frac{1}{\sqrt{2}} g_W \sqrt{2} (d_{ijk} + i f_{kji})$

Die Kopplungskonstanten für Z_8^0 erhält man durch Multiplikation der Werte in Tabelle III-2 mit $\frac{1}{\sqrt{2}}$ für den Up-Sektor und $(-\frac{1}{\sqrt{2}})$ für den Down-Sektor. Diese einfache Reskalierung ist möglich, da Z_8^0 nicht mit dem Photon mischt, im Gegensatz zum Z-Boson.

Sobald $\alpha, \alpha_s \neq 0$ ist, erwarten wir, daß die W_8 -Kopplungskonstante g sich zu $O(\alpha_s)$ von g_W unterscheidet. Zudem können wir nicht mehr davon ausgehen, daß Kopplungs- und Zerfallskonstante g_{V_8} identisch sind. Während g_{V_8} relativ große Korrekturen durch die starke Wechselwirkung erfährt, muß dies jedoch für g nicht notwendigerweise gelten. In der Tat erwarten wir im nicht-relativistischen Bild bei Vernachlässigung angeregter Zustände, daß g unverändert bleibt.^{F12)}

In unserer Diskussion haben wir uns bis jetzt hauptsächlich auf die erste Fermionengeneration beschränkt. Wie auch immer die höheren Familien "erzeugt" werden, die Strom-Feld-Identitäten garantieren im Limes $\alpha, \alpha_s \rightarrow 0$, daß auch die zweite und dritte Generation mit der Kopplungskonstanten g_W an die Vektorbosonen W^A koppeln. Da starke und elektromagnetische Wechselwirkungen keinen Unterschied zwischen den verschiedenen Familien verspüren, sollte diese Aussage auch für $\alpha, \alpha_s \neq 0$ gültig bleiben. Die Erzeugung nicht-kommutierender Massenmatrizen für die Quarks vom Up- und Down-Typ resultiert in einer Mischungsmatrix für die Kopplung der geladenen W-Bosonen an Quarkpaare, der sogenannten Kobayashi-Maskawa (K-M) Matrix.⁷⁰⁾ Infolge der $SU(6)_F$ Symmetrie und der Universalität der W_8 -Kopplungskonstanten erwarten wir, daß die W_8 $q\bar{q}$ Mischungsmatrix mit der K-M Matrix

$$V = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\theta} & c_1 c_2 s_3 + s_1 c_3 e^{i\theta} \\ s_1 s_2 & -c_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\theta} & -c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\theta} \end{pmatrix} \quad (\text{III.132})$$

($s_i = \sin \theta_i$, $c_i = \cos \theta_i$, $i = 1, 2, 3$) bis auf kleine Korrekturen übereinstimmt. Die Z_8^0 $q\bar{q}$ Kopplung wird, ähnlich wie im $Z^0 q\bar{q}$ Fall, flavordiagonal sein. Über die Mischungsmatrizen der farboxotischen Fermionen können wir im allgemeinen keine Aussage machen, da deren Massenmatrizen vollständig unbekannt sind. Die Kopplung von Z_8^0 an Paare farboxotischer Fermionen sollte wiederum flavordiagonal sein, im allgemeinen jedoch nicht die Kopplung an ein farboxotisches und ein "normales" Fermion (z.B. $Z_8^0 l_8$).

Die Wechselwirkung des V_8^0 -Bosons mit Fermionen wird durch die Mischung mit dem Gluon in ähnlicher Weise beeinflusst wie die Wechselwirkung des Z_8^0 -Bosons durch dessen Mischung mit dem Photon. Für die Kopplung an ein farboxotisches und ein normales Fermion bedeutet dies lediglich eine Reskalierung der Kopplungskonstanten von Tabelle III-2 um einen Faktor $\frac{1}{\sqrt{2}} (1-\lambda_8^2)^{-1/2}$, während sich für die Kopplung an Quarkpaare bzw. Paare farboxotischer Fermionen auch die Lorentzstruktur der Ströme⁶⁷⁾ ändert. Für die V_8^0 $q\bar{q}$ Wechselwirkung finden wir

$$- \mathcal{L}_{\nu_\mu q \bar{q}} = (1 - \lambda_p^2)^{-1/2} \left[\frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{q} \frac{\lambda^i}{2} \gamma_\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} q - g_s \lambda_p \bar{q} \frac{\lambda^i}{2} \gamma_\mu q \right] V_{\nu_\mu}^i. \quad (\text{III. 133})$$

Definiert man, analog zum Weinberg-Winkel (siehe (III.93b))

$$\sin^2 \theta_\nu = \frac{g_2}{\left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} g_W} \lambda_p \quad (\text{III. 134})$$

so kann Gl. (III.133) in

$$- \mathcal{L}_{\nu_\mu q \bar{q}} = \sqrt{\frac{3}{2}} g_W \bar{q} \frac{\lambda^i}{2} \gamma_\mu \frac{A - B \gamma_5}{2} q V_{\nu_\mu}^i \quad (\text{III. 135a})$$

mit

$$A = (1 - \lambda_p^2)^{-1/2} \left[\frac{a}{\sqrt{6}} - 2 \sin^2 \theta_\nu \right], \quad B = (1 - \lambda_p^2)^{-1/2} \frac{a}{\sqrt{6}} \quad (\text{III. 135b})$$

umgeformt werden. Der Parameter a ist dabei

$$a = \begin{cases} \sqrt{6} (1 + O(\alpha_s)) & \text{in Schema B} \\ \sqrt{\frac{3}{2}} (1 + O(\alpha_s)) & \text{in Schema C.} \end{cases} \quad (\text{III. 136})$$

Die Herleitung von (III.133) ist analog zu (III.93a). Mögliche Korrekturen zur Kopplungskonstante durch die starken Wechselwirkungen wurden in a absorbiert. Es ist nun einfach die Rechnung für die $V_8 \bar{1}_8 1_8$ und die $V_8 \bar{q}_6 q_6$ Kopplung zu wiederholen. Man erhält:

$$- \mathcal{L}_{\nu_\mu \bar{1}_8 1_8} = \sqrt{\frac{3}{2}} g_W \bar{1}_8^i (d_{ijk} |8'| \gamma_\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} + i f_{ijk} \gamma_\mu \frac{A' - B' \gamma_5}{2}) L_p^k V_{\nu_\mu}^j \quad (\text{III. 137a})$$

mit

$$A' = \pm (1 - \lambda_p^2)^{-1/2} \left[\frac{1}{2} (1 + O(\alpha_s)) - 2 \sin^2 \theta_\nu \right], \quad B' = \pm (1 - \lambda_p^2)^{-1/2} \frac{1}{2} (1 + O(\alpha_s)) \quad (\text{III. 137b})$$

und

$$- \mathcal{L}_{\nu_\mu q_6 \bar{q}_6} = \sqrt{\frac{3}{2}} g_W \bar{q}_6 T_r \left[\bar{q}_6 \frac{\lambda^i}{2} \gamma_\mu \frac{A'' - B'' \gamma_5}{2} q_6 \right] V_{\nu_\mu}^i \quad (\text{III. 138a})$$

mit

$$A'' = (1 - \lambda_8^2)^{-1/2} \left[\frac{1}{2} (1 + O(u_3)) - 2 \sin^2 \theta_v \right], \quad B'' = (1 - \lambda_8^2)^{-1/2} \frac{1}{2} (1 + O(u_3)). \quad (\text{III.138b})$$

Das Plus(Minus)zeichen in (III.137b) bezieht sich auf Schema B (C). Ähnlich wie im Fall des Z_8 -Bosons erwarten wir, daß V_8^0 flavordisagonal an Paare farboxotischer Fermionen und normaler Quarks koppelt, jedoch nicht, daß dies notwendigerweise für die Kopplung an ein normales und ein farboxotisches Fermion gilt.

III.3.2 Farbige W-Bosonen in schwachen Wechselwirkungen bei niedrigen Energien

Farbige W-Bosonen mit einer Masse im Bereich von 100 - 200 GeV können schwache Prozesse bei niedrigen Energien beträchtlich beeinflussen. Da W_8^+ und Z_8^0 jedoch nicht an Leptonpaare koppeln, werden auf dem Tree-Niveau nur rein nichtleptonische Prozesse betroffen, nicht jedoch semileptonische und rein leptonische. Der effektive Lagrangeoperator im $q^2 \rightarrow 0$ Limes für $W_8^+(Z_8^0)$ Austausch zwischen Quarks ist durch

$$\mathcal{L}_{eff}^{(8)} = \frac{4G_F'}{\sqrt{2}} \vec{j}_{\mu L}^{+i} \vec{j}_{\mu L}^i \quad (\text{III.139a})$$

gegeben, wobei

$$\vec{j}_{\mu L}^i = \bar{q}' \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} \frac{\vec{\lambda}}{2} q' \quad (\text{III.139b})$$

q' bezeichnet die schwachen Eigenzustände der Quarks. Die "Farboktett-Fermi-konstante" G_F' in (III.139a) ist durch

$$\frac{G_F'}{\sqrt{2}} = a^2 \frac{g_w^2}{8 M(W_8)^2} \quad (\text{III.140})$$

definiert. Aufgrund von (III.121) und (III.136) erwarten wir, daß G_F' von derselben Größenordnung wie G_F ist.

Wir wollen uns nun mit Prozessen, die über geladene Farboktettströme ablaufen, etwas ausführlicher beschäftigen. Der Hamiltonoperator für Prozesse dieser Art ist durch

$$H_{NL}^{(8)} = \frac{G_F'}{\sqrt{2}} [\tilde{c}_+ \tilde{O}_+ + \tilde{c}_- \tilde{O}_-] \quad (\text{III.141a})$$

gegeben, wobei $\tilde{c}_{\pm}$ QCD Korrekturfaktoren^{F13)} sind und

$$\tilde{O}_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(\bar{q}_2 \frac{\lambda^i}{2} q_1) (\bar{q}_4 \frac{\lambda^i}{2} q_3) \pm (\bar{q}_2 \frac{\lambda^j}{2} q_3) (\bar{q}_4 \frac{\lambda^j}{2} q_1) \right]. \quad (\text{III. 14 1b})$$

Hierbei haben wir die Abkürzung $(\bar{Q} \frac{\lambda^i}{2} q) = \bar{Q} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) \frac{\lambda^i}{2} V q$ benutzt, $Q = q_1, q_4, q = q_2, q_3$,

$$q_{1,4} = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}, \quad q_{2,3} = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (\text{III. 14 1c})$$

und V bezeichnet die $W_8^+ q\bar{q}$ Mischungsmatrix. Entsprechend unserer obigen Diskussion nehmen wir an, daß V mit der K-M Matrix (III.132) übereinstimmt. Mit Hilfe der Fierz-Identitäten (III.65) und (III.66) sieht man leicht, daß $\tilde{O}_{\pm}$ proportional zu $O_{\pm}$, den entsprechenden Operatoren des Standardmodells für (nichtfarbige) schwache Ströme ist:

$$\tilde{O}_{+} = \frac{1}{3} O_{+}, \quad \tilde{O}_{-} = -\frac{2}{3} O_{-}; \quad (\text{III. 14 2a})$$

$$O_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(\bar{q}_2 q_1) (\bar{q}_4 q_3) \pm (\bar{q}_2 q_3) (\bar{q}_4 q_1) \right]. \quad (\text{III. 14 2b})$$

Hieraus ergibt sich sofort, daß in führender logarithmischer Ordnung $\tilde{c}_{\pm}$ mit den QCD-Korrekturfaktoren⁷¹⁾ $c_{\pm}$ des Standardmodells übereinstimmt:

$$\tilde{c}_{\pm} = c_{\pm} = \left(\frac{\alpha_s(\mu^2)}{\alpha_s(m_W^2)} \right)^d, \quad \tilde{c}_{+}^2 \tilde{c}_{-} = 1, \quad d = \frac{12}{33-2n_f}; \quad (\text{III. 14 3})$$

n_f ist die Anzahl der operativen Quarkflavors, μ die typische hadronische Skala des betrachteten Prozesses. Hierbei haben wir die Variation von α_s zwischen m_W^2 und $M^2(W_8)$, sowie eventuelle nichtrenormierbare, höherdimensionale Terme (unterdrückt mit Λ_h^{-n}) vernachlässigt. Beide Effekte sollten nur einen sehr geringen Einfluß auf $\tilde{c}_{\pm}$ besitzen.^{F14)} Setzt man die fierztransformierte Form von $\tilde{O}_{\pm}$ in (III.141a) ein, so erhält man

$$H_{NL}^{(8)} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\frac{2}{3} (c_+ - c_-) (\bar{q}_2 q_1) (\bar{q}_4 q_3) + \frac{1}{3} (c_+ + 2c_-) (\bar{q}_2 \frac{\lambda^i}{2} q_1) (\bar{q}_4 \frac{\lambda^i}{2} q_3) \right]. \quad (\text{III. 14 4})$$

Der totale Hamiltonoperator für nichtleptonische geladene Stromprozesse ist durch die Summe von $H_{NL}^{(8)}$ und dem Hamiltonoperator des Standardmodells

$$H_{NL}^{SM} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\frac{1}{3} (2c_+ + c_-) (\bar{q}_2 q_1) (\bar{q}_4 q_3) + (c_+ - c_-) (\bar{q}_2 \frac{\lambda^i}{2} q_1) (\bar{q}_4 \frac{\lambda^i}{2} q_3) \right] \quad (\text{III. 145})$$

gegeben. Aufgrund des zusätzlichen Terms (III. 144) werden wir Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells für nichtleptonische schwache Prozesse erwarten. Die einzige gegenwärtige Testmöglichkeit hierfür sind schwache Zerfälle schwerer Quarks. Die Rate für den Zerfall eines schweren Quarks Q in (masselose) Quarks ist dann durch

$$\Gamma(Q \rightarrow q_1 q_2 \bar{q}_3) = \Gamma(Q \rightarrow q_1 q_2 \bar{q}_3)_{SM} + \left[\frac{4}{9} x (c_+^2 - c_-^2) + \frac{2}{27} x^2 (c_+^2 + 2c_-^2) \right] \Gamma^0 \quad (\text{III. 146a})$$

gegeben, wobei

$$\Gamma(Q \rightarrow q_1 q_2 \bar{q}_3)_{SM} = \frac{2c_+^2 + c_-^2}{3} \Gamma^0 \quad (\text{III. 146b})$$

das Standardmodellresultat, ⁷¹⁾ Γ^0 die unkorrigierte Breite

$$\Gamma^0 = \frac{G_F^2 m_Q^5}{64 \pi^3} |V_{q_1}|^2 |V_{q_2 q_3}|^2 \quad (\text{III. 146c})$$

und

$$x = \frac{G_F'}{G_F} = a^2 \left(\frac{m_W}{M(W_P)} \right)^2 \quad (\text{III. 146d})$$

ist. Der Term proportional zu x in (III. 146a) entsteht durch die Interferenz der W_8^+ und W_8^0 Beiträge und ist negativ. Er verschwindet im Limes $\alpha_s \rightarrow 0$ ($c_+ = c_- = 1$). Die nichtleptonische Rate von Q ist somit für $x < x_0$ ($x > x_0$) kleiner (größer) als das Standardmodellresultat, wobei

$$x_0 = 6 \frac{c_-^2 - c_+^2}{c_+^2 + 2c_-^2}, \quad (\text{III. 147})$$

und nimmt ihr Minimum für $x = \frac{1}{2} x_0$ an.

Eine Veränderung der nichtleptonischen Rate gegenüber dem Standardmodell ändert auch die totale Zerfallsrate sowie das inklusive semileptonische Verzweigungsverhältnis. Wir wollen dies nun kurz für Charm- und Bottomzerfälle analysieren und unsere Resultate mit den experimentellen Daten vergleichen. Für numerische Abschätzungen werden wir dabei $c_- = 1.8$ (1.4) für

Charm-(Bottom-)Zerfälle benutzen, dies entspricht einer QCD-Skala von $\Lambda_{\text{QCD}} = 250 \text{ MeV}$. Die nichtleptonische Rate ist minimal für $x = \frac{1}{2} x_0 \approx 1.15$ (0.80) für Charm (Bottom) und das semileptonische Verzweungsverhältnis besitzt folglich eine obere Grenze. Benützt man die sogenannten Stromalgebramassen⁵⁾ der Quarks, die bekannten Informationen⁷²⁾ über die K-M Matrixelemente und berücksichtigt die Phasenraumkorrekturen durch die endlichen Massen der Quarks im Endzustand, so finden wir die oberen Grenzen ($l = e, \mu$)

$$BR(b \rightarrow l \nu x) \leq 16\% \quad , \quad BR(c \rightarrow l \nu x) \leq 23\% \quad . \quad (\text{III.148})$$

Dies ist mit $BR(b \rightarrow l \nu x) \approx 14\%$ und $BR(c \rightarrow l \nu x) \approx 16\%$ im Standardmodell⁷³⁾ zu vergleichen. Zerfälle von Mesonen mit Charm können durch Bindungseffekte,⁷⁴⁾ Annihilationsbeiträge⁷⁵⁾ sowie durch die Massen der Quarks im Endzustand⁷⁶⁾ beträchtlich beeinflusst werden und so die Differenz in den Lebenszeiten von D^+ und D^0 erklären. Infolge dieser Effekte, die quantitativ nur schwer zu kontrollieren sind, und der immer noch recht ungenauen experimentellen Daten ist es derzeit nicht möglich, sinnvolle Information über mögliche W_8 -Beiträge aus den Charm-Zerfällen zu extrahieren. Die Situation ist jedoch bei Bottom-Zerfällen wesentlich vielversprechender. Hier erwartet man, daß die oben erwähnten Effekte unwichtig sind und wir sind in der Lage, aus den gegenwärtigen Daten⁷⁷⁾

$$BR(b \rightarrow l \nu x) = (11.7 \pm 0.6)\% \quad (\text{III.149})$$

Werte für x größer als etwa 2.2 auszuschließen, d.h. W_8 muß in Schema B(C) schwerer als etwa 130 (65) GeV sein.

Farbige W-Bosonen können nicht nur zu nichtleptonischen Zerfällen schwerer Quarks, sondern auch zu seltenen flavorändernden Prozessen wie $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $\mu \rightarrow e \gamma$ oder der $K_L - K_S$ Massendifferenz beitragen. Da Z_8^0 flavordiagonal koppelt, entstehen diese Beiträge, genau so wie die normalen W-Beiträge auf dem Ein-Loop Niveau. Legt man die durch die Strom-Feld-Identitäten abgeleitete Lagrangedichte zugrunde, so lassen sich die entsprechenden Ein-Loop Diagramme analog wie im Standardmodell in der unitären Eichung berechnen. Der Grund hierfür ist, daß alle bei seltenen flavorändernden Prozessen auftretenden Diagramme infolge des (verallgemeinerten) GIM Mechanismus-

ses endlich sind und deshalb auch mit einer effektiven, nichtrenormierbaren Lagrangedichte berechnet werden können.^{F15)} Die Ergebnisse für Diagramme mit farbigen W-Bosonen und farboxotischen Fermionen stimmen bis auf $SU(3)_C$ -Farbfaktoren, Massen und Mischungswinkel mit den üblichen Resultaten im Standardmodell überein.

Beiträge von Diagrammen mit farboxotischen Fermionen können infolge des verallgemeinerten GIM-Mechanismusses verschwinden, sofern die Mischungswinkel und/oder die Massenaufspaltung der farboxotischen Fermionen genügend klein sind⁶⁷⁾. Umgekehrt kann man die experimentellen Daten dazu benutzen, obere Grenzen für diese Größen abzuleiten. Alle anderen Beiträge zu flavorändernden Prozessen entstehen durch Diagramme mit normalen Quarks und Farboxtett-W-Bosonen. Hier sollten die Mischungswinkel nach unseren Überlegungen mit den üblichen K-M-Winkeln übereinstimmen, so daß diese Beiträge im allgemeinen nicht beliebig klein sein können.

Wir wollen nun den Einfluß dieser Diagramme auf seltene flavorändernde Prozesse anhand der $K_L - K_S$ Massendifferenz exemplarisch diskutieren. Der Beitrag des üblichen Box-Diagramms im Standardmodell zu $\Delta m/m_K$ kann bei Vernachlässigung von QCD-Kurzdistanzkorrekturen sehr gut durch das Gaillard-Lee Ergebnis⁷⁹⁾

$$A_{SM} = \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_c^2 B f_K^2 \cos^2 \theta_c \sin^2 \theta_c \quad (\text{III.150})$$

approximiert werden. Hierbei bezeichnet m_c die c-Quarkmasse, $f_K \approx 160$ MeV die Kaonzerfallskonstante und θ_c den Cabibbo-Winkel ($\sin \theta_c \approx 0.23$). Der Parameter B hängt von der Abschätzung des Matrixelements $\langle K^0 | [\bar{d} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) s]^2 | \bar{K}^0 \rangle$ ab. Die t-Quark-Beiträge zu $\Delta m/m_K$ können vernachlässigt werden, da sie proportional zu θ_2^4 sind und der Mischungswinkel θ_2 aufgrund der großen B-Mesonlebenszeit sehr klein ist ($\theta_2 \approx 0.05 - 0.1$).⁷²⁾ Die Diagramme mit W_8^+ Beiträgen zur $K_L - K_S$ Massendifferenz sind in Fig. III-6 gezeigt. Das Gesamtergebnis für $\Delta m/m_K$ lautet dann

$$\frac{\Delta m}{m_K} \approx \left(1 + \frac{2}{3} x + \frac{11}{18} x^2\right) A_{SM} + \frac{\Delta m_{LD}}{m_K}, \quad (\text{III.151})$$

wobei Δm_{LD} mögliche sogenannte Langdistanzbeiträge repräsentiert. Sie sind

mit den gegenwärtigen Rechenmethoden nur sehr schwer abzuschätzen (Störungstheorie ist nicht anwendbar), jedoch ist höchstwahrscheinlich $\Delta m_{LD} \geq 0$.⁸⁰⁾ Der zweite und dritte Term in der Klammer stellen die W_8 -Beiträge zur K_L-K_S -¹⁴ Massendifferenz dar. Mit Hilfe des experimentellen Wertes $\Delta m/m_K = 0.71 \cdot 10^{-14}$ und $\Delta m_{LD} \geq 0$ läßt sich nun ein oberer Grenzwert für x (siehe Gl. III.146d)) ableiten. Unglücklicherweise hängt dieser Wert sehr sensitiv von der Größe des B-Parameters ab, der gegenwärtig nur sehr ungenau bekannt ist. Abschätzungen für B schwanken zwischen $B = 0.33$ und $B \approx 2$.⁸¹⁾ Für $B = \frac{1}{3}, \frac{2}{3}, 1$ finden wir $x \leq 2.2, 1.2, 0.7$. Dies entspricht ziemlich genau dem Limes für x und damit für $M(W_8)$, den wir aus den B-Mesonzerfällen gewonnen haben.

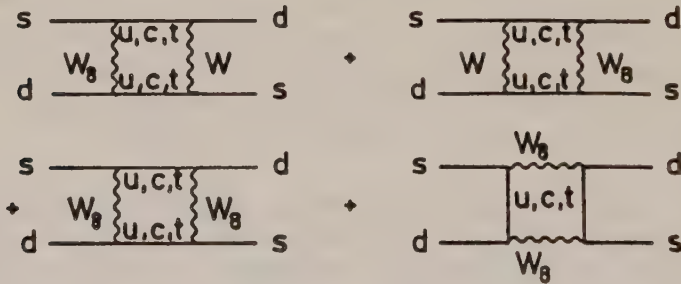


Fig. III-6

Die Diagramme in Fig. III-6 tragen jedoch nicht nur zur K_L-K_S Massendifferenz, sondern auch zur CP-Verletzung im Kaonsystem bei. Hierdurch läßt sich die im Standardmodell abgeleitete untere Grenze für die t-Quarkmasse von $m_t \geq 0(40 \text{ GeV})$ ⁸²⁾ beträchtlich herabsetzen und eine Masse von $0(20 \text{ GeV})$ ist deshalb nicht notwendigerweise inkompatibel mit der beobachteten CP-Verletzung.

Zusammenfassend können wir feststellen, daß die gegenwärtigen experimentellen Daten für hadronische schwache Wechselwirkungen kompatibel mit der Existenz eines leichten Isotriplets an farbigen W-Bosonen im Massenbereich von $100 - 200 \text{ GeV}$ sind. Präzisere Daten und ein besseres theoretisches Verständnis dieser Prozesse könnte jedoch zu wesentlich stärkeren Einschränkungen für die Massen dieser Objekte führen. (Eine neue Analyse der exklusiven B- und D-Mesonzerfälle zeigt, daß Werte von $x < 0.5$ durch die experimentellen Daten bevorzugt werden; siehe Ref. 133.)

III.3.3 Produktion und Zerfallssignaturen farbiger W-Bosonen

III.3.3.1 Produktionsrate

Im Gegensatz zu $W^\pm$ und Z^0 können farbige W-Bosonen nicht als freie Teilchen produziert werden. Der Grund hierfür ist ihr nichttrivialer Farbfreiheitsgrad, der $W_8^\pm$, Z_8^0 und V_8^0 zusammen mit anderen farbigen Objekten in $SU(3)_C$ -Singulett-Bindungszuständen permanent einschließt. Diese Zustände können jedoch nur beobachtet werden, falls die Farboktett-W-Bosonen Lebenszeiten besitzen, die lang genug sind, um ihnen zu erlauben, den $SU(3)_C$ -Confinementradius zu verlassen, bevor sie zerfallen. Z_8^0 und V_8^0 werden deshalb bei LEP nie als Resonanzen analog zum Z^0 -Boson zu beobachten sein. Unglücklicherweise sind die farbigen W-Bosonen höchstwahrscheinlich auch zu schwer, um bei LEP ($\sqrt{s} < 200$ GeV) paarweise produziert zu werden (siehe (III.121) und (III.127b)). Die einzig verbleibende Möglichkeit $e^+e^- \rightarrow Z^{*0} \rightarrow Z_8^0 g$ (Z^{*0} : virtuelles Z^0 -Boson) hängt sehr von der Stärke der $Z^0 Z_8^0 g$ Kopplung ab, die, wie wir noch zeigen werden, für den mittels der Strom-Feld-Identitäten (III.118) abgeleiteten effektiven Lagrangeoperator der Dimension vier verschwindet. Aus diesen Gründen werden wir die Produktion von farbigen Vektorbosonen an e^+e^- Collidern nicht weiter betrachten.

Hadron-Hadron Maschinen bieten eine wesentlich bessere Möglichkeit, $W_8^\pm$, Z_8^0 und V_8^0 zu produzieren. Da $W_8^\pm$ und Z_8^0 ein $SU(2)_W$ -Triplet bilden, trägt Gluonfusion nicht zu ihrer Erzeugung bei und der Drell-Yan Prozeß (Fig. III-7)

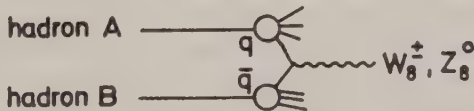


Fig. III-7

wird der dominante Beitrag zur Produktion dieser Teilchen sein. Im Partonmodell (siehe Anhang) ist die Produktionsrate für $W_8^\pm$, in Analogie zur W-Boson Produktion,⁸³⁾ durch

$$\sigma(A+B \rightarrow W_8^\pm + X) = \frac{4}{3} \pi x \sqrt{2} G_F K \sum_{a,b} \tau \frac{d\mathcal{L}_{ab}}{d\tau} |V_{ab}|^2 \quad (\text{III.152})$$

gegeben, wobei $\tau = M(W_8)^2/s$ und $\sqrt{s}$ die Schwerpunktsenergie ist. V repräsentiert die K-M-Matrix und a und b bezeichnen die Partonen. Der Produktionsquerschnitt σ in (III.152) hängt nur von den dimensionslosen Variablen τ und x (bzw. a^2 , siehe Gl. (III.140)) ab. Die Parton-Parton Luminosität ist durch

$$\frac{d\mathcal{L}_{ab}}{d\tau} = \frac{1}{3} \int \frac{dy}{y} \left[f_a^{(A)}(y, M(W_8)^2) f_b^{(B)}\left(\frac{\tau}{y}, M(W_8)^2\right) + A \leftrightarrow B f_a u s a \neq b \right] \quad (\text{III.153})$$

mit den effektiven Partondichten f (siehe Anhang) gegeben. Der Faktor K in (III.152) ist ein möglicher QCD Verstärkungsfaktor, der durch QCD Korrekturen höherer Ordnung erzeugt wird ($K \leq 2$). Wir setzen ihn für unsere Diskussion gleich eins. Um die Z_8^0 Produktionsrate zu erhalten, muß in (III.152) lediglich $|V_{ab}|^2$ durch den Faktor $\frac{1}{2}$ ersetzt werden. Den Produktionsquerschnitt σ/a^2 für W_8^+ und Z_8^0 haben wir in Fig. III-8 als Funktion von $\sqrt{s}$ für den Bereich $0.5 \text{ TeV} \leq \sqrt{s} \leq 40 \text{ TeV}$ und für $M(W_8) = 150 \text{ GeV}$ und 200 GeV aufgetragen, wobei wir die Quarkverteilungen von Duke und Owens⁸⁴⁾ (mit $\Lambda_{\text{QCD}} = 200 \text{ MeV}$) benützt haben. Die durchgezogenen Kurven stellen die W_8^+ bzw. die Z_8^0 Rate für $p\bar{p}$ Kollisionen dar, die obere (untere) Kurve bezieht sich hierbei und im folgenden jeweils auf $M(W_8) = 150$ (200) GeV. Gestrichelte Linien repräsentieren die W_8^+ bzw. Z_8^0 Rate für pp Kollisionen, gepunktete Kurven die W_8^- -Produktionsrate für pp Kollisionen.

Zur Erläuterung dieser Figur wollen wir noch einige Bemerkungen anschließen. Berücksichtigt man, daß $a^2 = 6$ (1.5) für Schema B(C), so sieht man, daß farbige W-Bosonen an gegenwärtigen und zukünftigen Hadron-Hadron Beschleunigern, und insbesondere am Supercollider, in großer Zahl produziert werden können. Weiterhin stellt man fest, daß für $\sqrt{s} \leq 4 \text{ TeV}$ $p\bar{p}$ Kollisionen im allgemeinen mehr Konstituentenluminosität bieten als pp Kollisionen, da die drei Valenzquarks (Antiquarks) den Hauptanteil des $p(\bar{p})$ Impulses tragen. Bei höheren Werten von $\sqrt{s}$, für die der $q\bar{q}$ See wichtig wird, sind die Produktionsraten für $p\bar{p}$ und pp Kollisionen im Fall von W_8^+ und Z_8^0 einander sehr ähnlich. Während jedoch CP Invarianz für den $p\bar{p}$ Fall garantiert, daß die Raten für W_8^+ und W_8^- gleich sind, ist dies für pp Kollisionen nicht der Fall. Hier ist $\sigma(W_8^-)$ um einen Faktor 1.3 bis 3 kleiner als $\sigma(W_8^+)$. Dies wird durch den kleineren Impulsanteil, den die d-Quarks, verglichen mit den u-Quarks tragen, verursacht. Schließlich ist noch zu bemerken, daß in

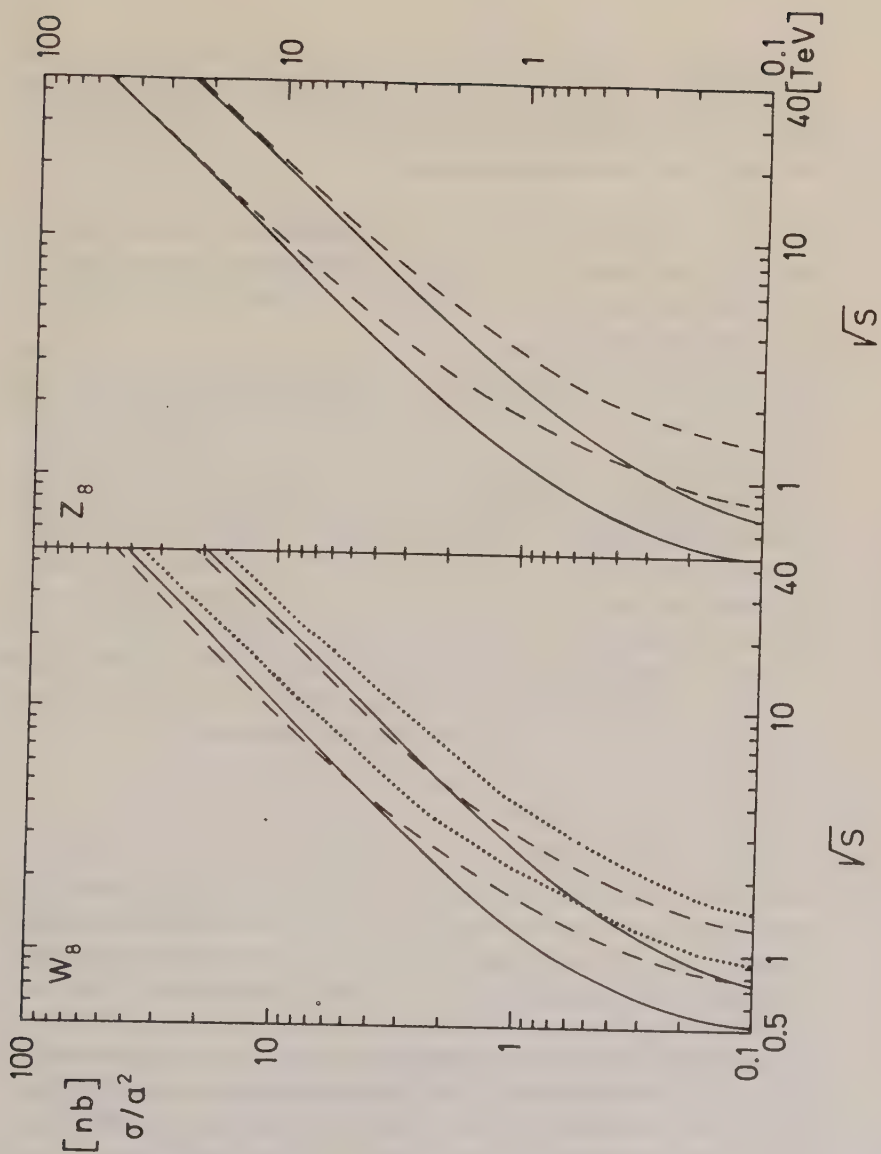


Fig. III-8

$\bar{p}p$ Kollisionen $\sigma(Z^0)$ etwas größer als $\sigma(W_8^+)$ ist, im Gegensatz zur Situation für die normalen intermediären Vektorbosonen ($\sigma(Z^0) < \sigma(W^+)$). Dieser Unterschied kommt durch den im Z^0 Fall fehlenden $\sin^2 \Theta_W$ Term in der Kopplung an die Fermionpaare zustande.

Im Falle des V_8^0 -Bosons trägt nicht nur $q\bar{q}$ Annihilation, sondern auch Gluon-Gluonfusion zur Produktion bei. Der $q\bar{q}$ Anteil läßt sich aus Gl. (III.152) durch Ersetzung von $|V_{ab}|^2$ durch $3(A^2+B^2)(1-\lambda_8^2)/2a^2$ gewinnen. Der Beitrag der Gluonfusion ist durch

$$\sigma(gg \rightarrow V_8^0 + X) = \frac{3}{2} K \frac{\pi^2}{M(V_8)^3} \Gamma(V_8^0 \rightarrow gg) \tau \int \frac{dy}{y} g(y, M(V_8)^2) g(\frac{x}{y}, M(V_8)^2) \quad (\text{III.154})$$

gegeben, wobei g die Gluondichte im Proton darstellt. Der mit Hilfe der Strom-Feld-Identitäten abgeleitete effektive Lagrangeoperator der Dimension vier enthält jedoch nach Durchführung der Transformation auf Masseneigenzustände keine V_8 gg Kopplungsterme, sie treten erst auf dem Dimension-sechs-Niveau auf. Da die zugehörige dimensionsbehaftete Kopplungskonstante nicht bekannt ist, kann der Beitrag der Gluonfusion damit quantitativ nicht abgeschätzt werden. Für $\sqrt{s} = 0.54$ TeV und $M(V_8) = 170 - 240$ GeV ist er aber sicherlich infolge der kleinen Luminosität der Gluonen vernachlässigbar, während er am Supercollider eventuell dominieren kann.

III.3.3.2 Zerfallssignaturen

a) Zerfälle in Fermionpaare

Farbige W-Bosonen können entweder in Quarkpaare, Paare farbexotischer Fermionen oder in ein farbexotisches und ein normales Fermion zerfallen, vorausgesetzt, daß die farbexotischen Quarks und Leptonen Massen kleiner als $\frac{1}{2} M(W_8)$ bzw. $M(W_8)$ besitzen. Wir wollen nun im folgenden die Signaturen dieser Zerfälle etwas näher studieren, wobei wir zur Vereinfachung annehmen, daß alle farbexotischen Fermionen eine gemeinsame Masse m besitzen. Die Massen der normalen Quarks und Leptonen werden wir vernachlässigen. Die Zerfallsrate für W_8^+ in Quarkpaare ist dann mit Hilfe der Kopplungen von Tabelle III-2 durch⁸⁵⁾

$$\Gamma(W_8^+ \rightarrow q_1 \bar{q}_2) = \frac{a^2}{2} \frac{g_W^2}{4\pi} M(W_8) |V_{q_1 q_2}|^2 \quad (\text{III.155})$$

gegeben. Die Z_8^0 -Breite kann durch Ersetzen von $|V_{q_1 q_2}|^2$ durch den Faktor $\frac{1}{2}$ gewonnen werden. Für die Zerfallsmoden mit Farboktett-Leptonen im Endzustand finden wir

$$\Gamma(W_8^+ \rightarrow l_8^+ \nu) = \frac{g_w^2}{48\pi} M(W_8) \left(1 - \frac{3}{2} y^2 + \frac{1}{2} y^4\right) |U_{l_8 \nu}|^2, \quad (\text{III.156a})$$

$$\Gamma(W_8^+ \rightarrow l_8^+ \nu_8) = 7 \frac{g_w^2}{48\pi} M(W_8) (1 - y^2) (1 - 4y^2)^{1/2} |\tilde{U}_{l_8 \nu_8}|^2, \quad (\text{III.156b})$$

wobei $y = m/M(W_8)$ und U und $\tilde{U}$ die entsprechenden schwachen Mischungsmatrizen sind. Für die Rate von $W_8^+ \rightarrow l_8^+ \nu_8$ muß lediglich U in (III.156a) durch die entsprechende Matrix ersetzt werden. Die Ausdrücke für Zerfälle in Farboxtett-Quarks sind bis auf $SU(3)_C$ -Faktoren und die Mischungsmatrizen identisch zu (III.156). Die Raten für die entsprechenden Z_8^0 Zerfälle erhält man durch multiplizieren mit $\frac{1}{2}$ und Ersetzung der Mischungsmatrizen durch die entsprechenden Größen für Z_8^0 .

Im Falle des V_8^0 -Bosons wird die Situation durch die Mischung mit dem Gluon etwas komplizierter. Wir finden ($y = m/M(V_8)$):

$$\Gamma(V_8^0 \rightarrow q \bar{q}) = \frac{3}{4} \frac{g_w^2}{48\pi} M(V_8) (A^2 + B^2), \quad (\text{III.157a})$$

$$\Gamma(V_8^0 \rightarrow l_8 l) = \frac{g_w^2}{48\pi} \frac{M(V_8)}{1 - \lambda_8^2} \left(1 - \frac{3}{2} y^2 + \frac{1}{2} y^4\right) |U_{l_8 l}|^2, \quad (\text{III.157b})$$

$$\Gamma(V_8^0 \rightarrow \bar{l}_8 l_8) = \frac{g_w^2}{48\pi} M(V_8) \left(\frac{9}{2} A'^2 + \frac{19}{2} B'^2\right) (1 - y^2) (1 - 4y^2)^{1/2}, \quad (\text{III.157c})$$

wobei l_8 bzw. l entweder geladene oder ungeladene Farboktett- bzw. normale Leptonen sind.

Falls alle farboxotischen Fermionen Massen größer als $M(W_8)$ (bzw. $M(V_8)$) besitzen, bleiben für die farbigen W-Bosonen nur Zerfälle in $q\bar{q}$ Paare übrig, die in Paaren hadronischer Jets mit großem Transversalimpuls resultieren. Ereignisse dieser Art müssen an einem Hadron-Hadron Collider von einem großen QCD Untergrund separiert werden, der durch Quark- und Gluonstreureaktionen entsteht.

Falls jedoch farboxotische Fermionen mit Massen kleiner als $M(W_8)$ (bzw.

$M(V_8)$) oder gar $\frac{1}{2} M(W_8)$ (bzw. $\frac{1}{2} M(V_8)$) existieren, gibt es Zerfallsmoden mit charakteristischen Signaturen. Sie sind in Tabelle III-3 für W_8^+ und Z_8^0 zusammengestellt. Dabei haben wir angenommen, daß die farbexotischen Fermionen ausschließlich in ein normales Fermion und ein Gluon zerfallen. Die Signaturen für V_8^0 -Zerfälle sind identisch mit denjenigen für Z_8^0 .

In Fig. III-9 haben wir die Verzweungsverhältnisse (bezüglich der Gesamtrate in Fermionpaare) für die W_8^+ Zerfälle als Funktion von $y = m/M(W_8)$ aufgetragen. Man stellt fest, daß die Verzweungsverhältnisse praktisch über den gesamten zur Verfügung stehenden Phasenraum beträchtlich sind. Für $Z_8^0 \rightarrow j\bar{j}$ und $j\bar{j}$ lassen sie sich durch Multiplikation von $BR(W_8^+ \rightarrow l^+ \nu_j)$ und $BR(W_8^+ \rightarrow l^+ \nu_{jj})$ mit $N_G/2$ (N_G = Anzahl der Generationen = 3), für $Z_8^0 \rightarrow l^+ l'^- j$ und $l^+ l'^- jj$ durch Multiplikation mit $\frac{1}{2}$ gewinnen. Für $Z_8^0 \rightarrow jjj$ und $jjjj$ stimmen die Verzweungsverhältnisse hingegen mit den entsprechenden Werten von W_8^+ überein. In Tabelle III-3 haben wir zur Illustration für jede Zerfallssignatur den typischen Bereich für das jeweils zu erwartende Verzweungsverhältnis hinzugefügt. Kombiniert man diese Zahlenwerte mit dem Resultat von Fig. III-8 für σ , so findet man, daß zumindest einige der Zerfallsmoden in Tabelle III-3 für $M(W_8) < 200$ GeV ein beobachtbares Signal am CERN pp Collider produzieren sollten. So erwarten wir z.B. für $M(W_8) = 150$ GeV 2 - 18 $j\bar{j}$ ("Monojets"), 0,6 - 6 $e^+ e^- j$ und 2 - 19 $e^+ j\bar{j}$ Ereignisse für eine integrierte Luminosität von 100 nb^{-1} . Aus den entsprechenden V_8^0 -Zerfällen (mit $M(V_8) \approx 200$ GeV) sollten ≤ 3 Monojets und ≤ 1 $e^+ e^- j$ Ereignis stammen.

Ereignisse von dieser und der Form $j\bar{j}$ ("Bijets"), $l^+ l^- jj$ und $l^+ jj\bar{j}$ stellen eine vielversprechende Möglichkeit dar, farbige W-Bosonen nachzuweisen. Fig. III-10 zeigt z.B. das auf Eins normierte p^T Spektrum des Gluon-Jets für Ereignisse aus der Reaktion $pp \rightarrow W_8^+(Z_8^0) + X \rightarrow ll'g + X$, wobei für den Zerfall $l_g \rightarrow lg$ der effektive Lagrangeoperator (IV.45) zugrunde gelegt wurde. Bei Monojets stimmt es mit dem Spektrum des fehlenden Transversalimpulses überein. Für kleine Werte von y besitzt die Verteilung ein Maximum bei relativ niedrigem p^T . Bei wachsendem y wandert das Maximum zu immer größeren p^T Werten und für $y \rightarrow 1$ finden wir schließlich einen "Jacobi-peak". Aufgrund dieser charakteristischen p^T Verteilung sollten Ereignisse mit einem Leptonpaar und einem Jet, die aus W_8^+ bzw. Z_8^0 Zerfällen stammen, relativ leicht von QCD Untergrundprozessen wie $pp \rightarrow W^{\pm}(Z^0) + g$ zu trennen sein.^{F16)}

Tabelle III-3

Fermionische Zerfallsmoden von W_8^+ und Z_8^0 , ihre Signaturen und Verzweigungs-
verhältnisse (j: jet, $\cancel{p}$: fehlender Transversalimpuls)

<u>Zerfallsmode</u>	<u>Signatur</u>	<u>Verzweigungsverhältnis</u>
$Z_8^0 \rightarrow \begin{array}{l} \sum_{\nu, \nu'} \bar{\nu} \nu \rightarrow \sum_{\nu} \bar{\nu} \nu g \\ \sum_{\nu, \nu'} \bar{\nu} \nu \rightarrow \sum_{\nu} \bar{\nu} \nu g \end{array}$	$j\cancel{p}$	6-15 %
$Z_8^0 \rightarrow \sum_{\nu} \bar{\nu} \nu \rightarrow \sum_{\nu} \bar{\nu} \nu g g$	$j j \cancel{p}$	15-28 % falls $m(l_8) < \frac{1}{2} M(W_8)$
$Z_8^0 \rightarrow \begin{array}{l} l_8^+ l_8'^- \rightarrow l^+ l'^- g \\ l_8^+ l_8'^- \rightarrow l^+ l'^- g \end{array}$	$l^+ l'^- j$	2-5 %
$Z_8^0 \rightarrow l_8^+ l_8'^- \rightarrow l^+ l'^- g g$	$l^+ l'^- j j$	5-10 % falls $m(l_8) < \frac{1}{2} M(W_8)$
$Z_8^0 \rightarrow \begin{array}{l} \sum_{q, q'} q_6 \bar{q} \rightarrow \sum_q q \bar{q} g \\ \sum_{q, q'} \bar{q}_6 q \rightarrow \sum_q q \bar{q} g \end{array}$	$j j j$	25-60 % nur im Schema C
$Z_8^0 \rightarrow \sum_{q_6} \bar{q}_6 q_6 \rightarrow \sum_q \bar{q} q g g$	$j j j j$	10-20 % falls $m(q_6) < \frac{1}{2} M(W_8)$ und nur in Schema C
$W_8^+ \rightarrow \begin{array}{l} l_8^+ \nu \rightarrow l^+ \nu g \\ l_8^+ \nu \rightarrow l^+ \nu g \end{array}$	$l^+ j \cancel{p}$	4-10 %
$W_8^+ \rightarrow l_8^+ \nu \rightarrow l^+ \nu g g$	$l^+ j j \cancel{p}$	10-20 % falls $m(l_8) < \frac{1}{2} M(W_8)$
$W_8^+ \rightarrow \begin{array}{l} \sum_{q, q'} q_6 \bar{q} \rightarrow \sum_q q \bar{q} g \\ \sum_{q, q'} \bar{q}_6 q \rightarrow \sum_q q \bar{q} g \end{array}$	$j j j$	25-60 % nur in Schema C
$W_8^+ \rightarrow \sum_{q_6} \bar{q}_6 q_6 \rightarrow \sum_q \bar{q} q g g$	$j j j j$	10-20 % falls $m(q_6) < \frac{1}{2} M(W_8)$ und nur in Schema C

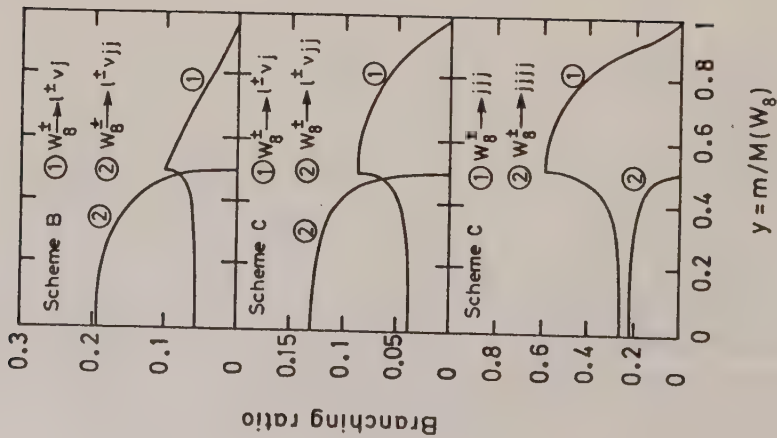


Fig. III-9

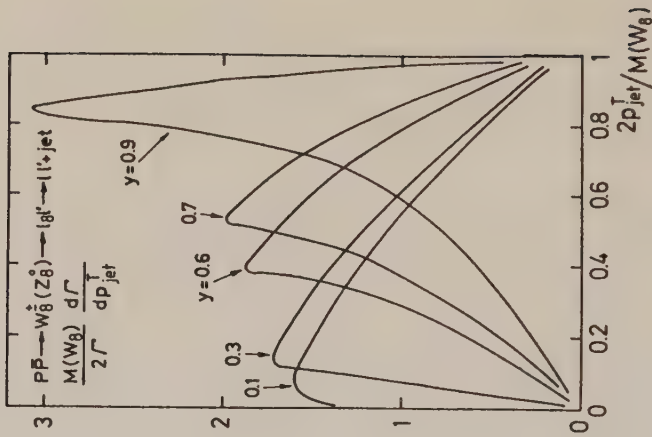


Fig. III-10

Das transversale Impulsspektrum der geladenen Leptonen ist eine Überlagerung der Verteilung von Fig. III-10 und dem p^T Spektrum von l' , das durch einen Jacobipeak bei $\frac{1}{2}(1 - y^2) M(W_8)$ dominiert wird. Dies kommt durch die Überlagerung der beiden Zerfallsprozesse zustande, die zum gleichen Endzustand führen.

In den 1983 am CERN $p\bar{p}$ Collider genommenen Daten wurden 5 spektakuläre Monojets sowie je zwei Ereignisse der Form $e j \cancel{p}$ und $e j j \cancel{p}$ gefunden.⁸⁷⁾ Zudem berichtete die UA2 Gruppe über Anzeichen einer Resonanzstruktur in der Verteilung der invarianten Masse von Multijetereignissen bei ~ 150 GeV.⁸⁸⁾ Die Kinematik eines großen Teils dieser Ereignisse ist inkompatibel mit W^+ und Z^0 Zerfällen. Zerfälle von W_8^+ und Z_8^0 in Endzustände mit Farboktett-Leptonen sind jedoch für $M(W_8) = 150 - 180$ GeV und $m(l_8)/M(W_8) = 0.6 \pm 0.2$ verträglich mit den Daten.⁸⁹⁾ Monojet- und auch Bijetereignisse scheinen nach vorläufigen Informationen⁹⁰⁾ auch in den 1984 genommenen Daten, nunmehr in größerer Zahl, vorhanden zu sein, nicht jedoch e^+e^-j , e^+e^-jj , $e j \cancel{p}$ und $e j j \cancel{p}$ Ereignisse. Obwohl es noch zu früh ist, hieraus Schlüsse über die mögliche Existenz von farbigen W-Bosonen zu ziehen, so könnte jedoch die Unterdrückung der Zerfälle mit geladenen Leptonen leicht verstanden werden, sofern man die Massenentartung bei den farboxotischen Leptonen aufgibt und z.B. $m(\nu_8) \approx \frac{1}{2} M(W_8)$, $m(l_8^+) > M(W_8)$ annimmt. Weiterhin stellt $\bar{\nu}_8 \nu_8$ Paarproduktion eine zusätzliche Quelle für Bijets dar. Wir kommen hierauf in Abschnitt IV.3.1 zurück.

b) Der Zerfall $W_8(Z_8) \rightarrow W(Z) + g$

Für Farboktett-W-Bosonen ist eine neuartige Zerfallsmode möglich. Hierbei zerlegt sich ein $W_8(Z_8)$ -Boson in ein Gluon und ein normales $W(Z)$ -Boson, dessen anschließender Zerfall in Lepton- oder Quarkpaare Anlaß zu Monojets, sowie Ereignissen der Form l^+l^-j , $l^+j \cancel{p}$ und jjj gibt. Es stellt sich jedoch heraus, daß die mit Hilfe der Strom-Feld-Identitäten abgeleitete Lagrangedichte keine $W_8 W_8$ bzw. $Z_8 Z_8$ Kopplungsterme enthalten kann. Dies ist leicht einzusehen. Aufgrund der Konstruktion der effektiven Lagrangedichte (siehe Abschnitt III.1) ist die $W_8 W_8$ bzw. $Z_8 Z_8$ Kopplung proportional zur entsprechenden $SU(6)_F$ Strukturkonstante $\frac{1}{4i} \text{Tr}(\wedge^A[\wedge^B, \wedge^C])$, die sich zu Null ergibt. Dies sieht man am einfachsten bei Betrachtung der $SU(2)_W \times SU(3)_C$

Zerlegung (III.131). Hierbei stellt man sofort fest, daß der Kommutator für die Λ -Matrizen, die $W_8(Z_8)$ und das Gluon (bzw. das V_8 -Boson) beschreiben, verschwindet, und damit auch die Strukturkonstante.

Die Hypothese der Strom-Feld-Identitäten (III.118) ist jedoch eine dynamische Approximation, die zu einem bestimmten Grad verletzt sein kann. Eine nicht verschwindende Rate für $W_8(Z_8) \rightarrow W(Z) + g$ ist deshalb nicht auszuschließen; ihre Größe wird ein Maß für die Verletzung der Strom-Feld-Identitäten sein. Die allgemeinsten CP erhaltenden, Lorentz- und $SU(3)_C$ eichinvarianten Kopplungen der Dimension sechs^{F18)} sind⁹²⁾

$$I_1 = i(e k) \epsilon^{\mu\nu\sigma} q_\mu k_\nu \epsilon'_\sigma e'_\sigma, \quad I_2 = i(e' q) \epsilon^{\mu\nu\sigma} q_\mu k_\nu \epsilon_\sigma e_\sigma \quad (\text{III.158})$$

wobei (e, q) , (e', p) und (ϵ, k) die Polarisationsvektoren und Impulse von $W_8^+(Z_8)$, $W^+(Z')$ und dem Gluon darstellen. I_1 und I_2 sind Kombinationen von farbelektrischen Dipol- und -magnetischen Quadrupolübergängen. Die Zerfallsrate kann nun durch

$$\Gamma(W_8(Z_8) \rightarrow W(Z) + g) = \frac{1}{3} \alpha_s (\sigma^2 + \lambda^2) \frac{k^5}{M(W_8)^4} \quad (\text{III.159})$$

ausgedrückt werden, wobei σ (λ) die farbelektrische Dipol-(magnetische Quadrupol-)Übergangsstärke bezeichnet. Für $\alpha_s = 0.1$ und $M(W_8) = 150$ GeV (200 GeV) finden wir

$$\begin{aligned} \Gamma(W_8 \rightarrow W_8) &\approx (\sigma^2 + \lambda^2) \cdot 29 \text{ MeV} (87 \text{ MeV}), \\ \Gamma(Z_8 \rightarrow Z_8) &\approx (\sigma^2 + \lambda^2) 14 \text{ MeV} (62 \text{ MeV}). \end{aligned} \quad (\text{III.160})$$

Vergleicht man diese Zahlen mit der Gesamtrate für Zerfälle in Fermionpaare, die von 0(1...10 GeV) ist, so stellen wir fest, daß $W_8(Z_8) \rightarrow W(Z) + g$ nur einen kleinen Bruchteil der Zerfälle ausmachen kann, außer σ und/oder λ ist ziemlich groß. Für $p\bar{p}$ Kollisionen bei $\sqrt{s} = 540$ GeV, eine integrierte Luminosität von 100 nb^{-1} , $M(W_8) = 150$ GeV und $\sigma = \lambda = 1$ finden wir ≤ 0.6 Monojets, $\leq 0.2 e^+e^-j$ und $\leq 1 e^+e^-j\bar{j}$ Ereignis.

Das p^T Spektrum des Jets in $W_8(Z_8) \rightarrow W(Z) + g$ zeigt einen klaren Jacobi-

peak bei $\frac{1}{2} M(W_8) (1 - m_W^2/M(W_8)^2)$ und ist identisch mit der p^T Verteilung des $W(Z)$ -Bosons. Eine detaillierte Vermessung des transversalen Impulsspektrums der am CERN Collider mit einem assoziierten Jet produzierten $W(Z)$ -Bosonen kann deshalb nützliche Informationen über die Stärke dieses Zerfalls liefern. Vorläufige Ergebnisse⁹³⁾ haben keine Abweichungen von der QCD Vorhersage ergeben, der Zerfall $W_8(Z_8) \rightarrow W(Z) + g$ ist deshalb wahrscheinlich ziemlich schwach, wie bereits vermutet.

c) Weitere Zerfallsmoden farbiger W-Bosonen

Abgesehen von den bisher diskutierten Zerfallsmoden kann das Z_8^0 -Boson auch in Photonen und Gluonen zerfallen. Zerfälle in eine beliebige Anzahl an Gluonen sind jedoch ähnlich wie im Z^0 Fall (siehe Abschnitt III.2) durch die $SU(2)_W$ -Symmetrie in niedrigster Ordnung verboten und werden deshalb ein extrem kleines Verzweigungsverhältnis haben. Ähnlich wie $Z_8^0 \rightarrow Z^0 g$ ist auch $Z_8^0 \rightarrow \gamma g$ in niedrigster Ordnung durch das Verschwinden der entsprechenden Strukturkonstanten in dem aus den Strom-Feld-Identitäten abgeleiteten effektiven Lagrangeoperator verboten und wird deshalb sehr selten sein. Die Raten für die Prozesse $Z_8^0 \rightarrow \gamma gg$ und $Z_8^0 \rightarrow \gamma \gamma g$ können z.B. mit Hilfe des nichtrelativistischen Bildes analog zu $Z^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma (\gamma gg)$ abgeschätzt werden (siehe Abschnitt III.2.1). Auf diese Weise finden wir Verzweigungsverhältnisse der Ordnung $10^{-3} - 10^{-2}$ bzw. $10^{-4} - 10^{-3}$, d.h. wir erwarten weniger als ein γjj bzw. $\gamma \gamma j$ Ereignis in den gegenwärtigen Daten des CERN Colliders.

III.3.4 Zusammenfassung

Die farbigen Partner, $W_8^\pm$, Z_8^0 und V_8^0 der intermediären Vektorbosonen stellen neuartige und in ihrer Phänomenologie sehr interessante Objekte dar. Ihre Massen sollten etwa im Bereich von 100 bis 250 GeV liegen. Die gegenwärtigen experimentellen Daten für nichtleptonische schwache Prozesse bei niedrigen Energien schließen eine Existenz derartiger Objekte in diesem Bereich nicht aus. Farboktett-W-Bosonen werden in Hadron-Hadron-Kollisionen mit einer relativ großen Rate produziert. Dies sollte es ermöglichen, ihre Existenz noch vor dem Bau eines Supercolliders entweder am CERN Collider oder am Tevatron zu beweisen oder zu widerlegen. Falls die farbexotischen Fermionen, die man in Modellen mit farbigen Subkonstituenten der W-Bosonen

stets erwartet, alle schwerer als W_8 , Z_8 und V_8 sind, sollten die farbigen Partner von W^+ und Z^0 dominant in $q\bar{q}$ Paare zerfallen und ihr Nachweis wird durch einen großen QCD Untergrund erschwert. Falls jedoch einige Farbklett-Leptonen leichter als W_8 (Z_8) oder V_8 sind, existieren herausragende Zerfallsmoden, die eine Identifizierung der farbigen W-Bosonen ohne Schwierigkeiten ermöglichen sollten. Obwohl es für eine endgültige Interpretation der am CERN Collider gefundenen ungewöhnlichen Ereignisse noch zu früh ist, so könnten sie jedoch erste Anzeichen für die Existenz von W_8 und Z_8 mit einer Masse von 150 - 180 GeV darstellen.

Der experimentelle Nachweis farbiger W-Bosonen mit Massen im Bereich von 100 - 200 GeV würde einen wichtigen Schritt auf dem Wege zur Etablierung einer Substruktur für die intermediären W-Bosonen darstellen. Andererseits würde auch der Beweis ihrer Nichtexistenz von großem Nutzen sein. In diesem Fall müßten die W-Konstituenten notwendigerweise Farbsingulettobjekte sein und eine große Zahl an Modellen (z.B. Schema B und C von Tabelle II-1) könnten ausgeschlossen werden.

III.4 Phänomenologie angeregter W-Bosonen

In unserer bisherigen Betrachtung des Spin 1 Sektors haben wir uns auf die Grundzustandsobjekte, d.h. auf die W- und Z-Bosonen und ihre (farb)exotischen Partner beschränkt. Wie wir bereits erwähnt haben, erwartet man in Modellen mit zusammengesetzten W-Bosonen jedoch, daß auch angeregte Zustände der intermediären Vektorbosonen mit Massen von der Größenordnung Λ_h existieren. In diesem Abschnitt wollen wir uns mit der Phänomenologie des leichtesten angeregten Spin 1 Isotriplets $W'^{\pm}$ und $W'^{(3)}$ beschäftigen, wobei wir idealisierend die Effekte höherer Anregungen vernachlässigen. Für unsere Untersuchung werden wir dabei nur die Existenz einer für die W' -Bosonen adaptierten Strom-Feld-Identität voraussetzen, sowie annehmen, daß eine globale $SU(2)_W$ -Symmetrie des fundamentalen Lagrangeoperators existiert.

III.4.1 Strom-Feld-Identität für W' -Bosonen und effektive Lagrangedichte

Abschnitt III.1 hat uns gezeigt, daß eine globale $SU(2)_W$ -Symmetrie zusammen mit einer Strom-Feld-Identität für den Isektoranteil des elektromagnetischen Stroms (Gl. (III.5)) zu einer effektiven Lagrangedichte der Dimension vier für die Wechselwirkungen der Quarks, Leptonen und W-Bosonen

führt, die bis auf Higgsbosonsterme mit der Lagrangedichte des Standardmodells in der unitären Eichung übereinstimmt. Wir hatten jedoch auch festgestellt, daß sobald angeregte W-Bosonen W' mitberücksichtigt werden, sich mehr oder weniger große Abweichungen von den Relationen und Voraussagen des Standardmodells ergeben werden. Zu Beginn unserer Betrachtungen über W' -Bosonen wollen wir diese Aussage nun etwas quantitativer fassen, indem wir das W' -Triplet bei der Konstruktion der effektiven Lagrangedichte mit berücksichtigen. Dies wird nicht nur charakteristische Abweichungen von den Standardmodellrelationen für die W-Bosonen ergeben, sondern auch die Wechselwirkungsterme der W' -Bosonen liefern, die für die anschließende Diskussion der Zerfälle, der Produktion, sowie der Einflüsse der W' -Bosonen auf die Struktur der schwachen Wechselwirkungen bei niedrigen Energien notwendig sind.

Zur Konstruktion der effektiven Lagrangedichte der Dimension vier für die Wechselwirkungen der Fermionen, W- und W' -Bosonen wollen wir, wie im Fall der W-Bosonen, eine Strom-Feld-Identität zugrunde legen. Hierbei ist zu beachten, daß nun neben dem $W^{(3)}$ -Boson auch das $W'^{(3)}$ -Boson mit dem Photon mischen wird. Dieser Effekt kann durch einen Ausdruck analog zu Gl. (III.4) beschrieben werden und führt zu einer Ersetzung von Gl. (III.5) durch die verallgemeinerte Strom-Feld-Identität

$$e j_{\mu L}^{(4)} = \lambda_W m_W^2 W_{\mu}^{(W)} + \lambda_{W'} M_{W'}^2 W_{\mu}'^{(3)}, \quad (\text{III.161})$$

wobei λ_W und $\lambda_{W'}$ die Stärke der Mischung des $W^{(3)}$ - bzw. $W'^{(3)}$ -Bosons mit dem Photon parametrisieren. Da j_{μ}^{em} erhalten ist, folgt hieraus mit Hilfe der globalen $SU(2)_W$ -Symmetrie die Verallgemeinerung von Gl. (III.9):

$$\partial_{\mu} (\lambda_W m_W^2 \vec{W}_{\mu} + \lambda_{W'} M_{W'}^2 \vec{W}_{\mu}') = 0 \quad (\text{III.162})$$

Bei der Konstruktion der effektiven Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{eff}}$ gehen wir wieder in zwei Schritten vor, wobei wir zuerst $\mathcal{L}_{\text{eff}}$ für $\alpha \rightarrow 0$ konstruieren. Vernachlässigt man die Einflüsse (farb)exotischer Vektorbosonen wie Y , V_8^0 , $W_8^{\pm}$ etc., so ist $\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\alpha=0}$ durch (f: Quark- bzw. Leptonfelder, $\vec{W}_{\mu\nu}'' = \partial_{\mu} \vec{W}_{\nu}'' - \partial_{\nu} \vec{W}_{\mu}''$)

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\alpha=0} = \hat{\mathcal{L}} + \frac{1}{2} m_W^2 \vec{W}_{\mu} \vec{W}^{\mu} + \frac{1}{2} M_{W'}^2 \vec{W}_{\mu}' \vec{W}'^{\mu} \quad (\text{III.163a})$$

$$\hat{\mathcal{L}} = -\frac{1}{4} \tilde{\vec{W}}_{\mu\nu} \tilde{\vec{W}}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \tilde{\vec{W}}'_{\mu\nu} \tilde{\vec{W}}'^{\mu\nu} + i \bar{f} \gamma_{\mu} \partial_{\mu} f + \mathcal{L}_{WW} \quad (\text{III.163b})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WW} = & -\bar{f}_L \frac{\vec{\tau}}{2} (g_W \vec{W}_{\mu} + g_W' \vec{W}'_{\mu}) f_L + \frac{1}{2} g \tilde{\vec{W}}_{\mu\nu} (\vec{W}_{\mu} \times \vec{W}_{\nu}) + \frac{1}{2} g' \tilde{\vec{W}}'_{\mu\nu} (\vec{W}'_{\mu} \times \vec{W}'_{\nu}) \\ & - \frac{1}{4} g (\vec{W}_{\mu} \times \vec{W}_{\nu})^2 - \frac{1}{4} g' (\vec{W}'_{\mu} \times \vec{W}'_{\nu})^2 + g_1 \tilde{\vec{W}}_{\mu\nu} (\vec{W}_{\mu} \times \vec{W}_{\nu}) + g_2 \tilde{\vec{W}}_{\mu\nu} (\vec{W}'_{\mu} \times \vec{W}'_{\nu}) \\ & + [g_3 \tilde{\vec{W}}_{\mu\nu} + g_4 \tilde{\vec{W}}'_{\mu\nu}] (\vec{W}'_{\mu} \times \vec{W}_{\nu}) + [g_5 (\vec{W}'_{\mu} \times \vec{W}_{\nu}) + g_6 (\vec{W}_{\mu} \times \vec{W}'_{\nu})] (\vec{W}_{\mu} \times \vec{W}_{\nu}) \\ & + g_7 (\vec{W}'_{\mu} \times \vec{W}'_{\nu}) (\vec{W}'_{\mu} \times \vec{W}_{\nu}) + [g_8 (\vec{W}'_{\mu} \vec{W}_{\mu}) + g_9 (\vec{W}'_{\mu} \vec{W}'_{\mu}) + g_{11} (\vec{W}_{\mu} \vec{W}_{\mu})] (\vec{W}_{\nu} \vec{W}_{\nu}) \\ & + [g_{10} (\vec{W}_{\nu} \vec{W}_{\nu}) + g_{12} (\vec{W}'_{\nu} \vec{W}'_{\nu})] (\vec{W}'_{\mu} \vec{W}'_{\mu}) \end{aligned} \quad (\text{III.163c})$$

gegeben. Die Bewegungsgleichungen, die globale $SU(2)_W$ -Symmetrie, sowie die Bedingung (III.162) führen nun zu den Beziehungen

$$g_8 = g_9 = g_{10} = g_{11} = g_{12} = 0 ; \quad (\text{III.164a})$$

$$\lambda_W g_W + \lambda_{W'} g_{W'} = \lambda_W g + \lambda_{W'} g_2 = \lambda_{W'} g' + \lambda_W g_4 = e ; \quad (\text{III.164b})$$

$$\frac{1}{2} \lambda_W g_1 + \lambda_{W'} g_3 = \lambda_W g + \frac{1}{2} \lambda_{W'} g_4 = \lambda_W g_5 + e g_2 = \lambda_{W'} g_7 + e g_4 = 0 ; \quad (\text{III.164c})$$

$$\lambda_W \tilde{g} - \lambda_{W'} g_5 = e g ; \quad \lambda_{W'} \tilde{g}' - \lambda_W g_7 = e g' ; \quad (\text{III.164d})$$

$$2 \lambda_W g_6 + \lambda_{W'} g_7 = -2 e g_3 ; \quad 2 \lambda_{W'} g_6 + \lambda_W g_5 = -2 e g_1 , \quad (\text{III.164e})$$

so daß nur vier Kopplungskonstanten, z.B. g_W , $g_{W'}$, g und g' in (III.163c) von einander unabhängig sind. Im zweiten Schritt führen wir nun die elektromagnetische Wechselwirkung durch die Ersetzung von $W_{\mu}^{(3)}$ und $W_{\mu}'^{(3)}$ in $\hat{\mathcal{L}}$ durch

$$\hat{W}_{\mu}^{(3)} = W_{\mu}^{(3)} + \lambda_W A_{\mu} , \quad \hat{W}_{\mu}'^{(3)} = W_{\mu}'^{(3)} + \lambda_{W'} A_{\mu} , \quad (\text{III.165})$$

sowie durch eichinvariante Kopplung an die Hyperladung y und Addition eines kinetischen Terms für das Photon ein. Die hierdurch resultierenden $W^{(3)}(W'^{(3)})$ - γ -Mischungsterme lassen sich dabei durch die Transformation (III.33) (wobei $Y(Y')$, λ_Y durch $W^{(3)}(Z')$, $\lambda_{W'}$ zu ersetzen ist) eliminieren.

Die auf diese Weise gewonnene effektive Lagrangedichte weist einige charakteristische Eigenschaften auf. Zunächst stellen wir fest, daß durch die Anwesenheit der W' -Bosonen die lokale $SU(2)_W$ -Invarianz der Wechselwirkungsterme der W -Bosonen und Fermionen untereinander (siehe (III.10)) verloren geht. Die Kopplungskonstante g ($\tilde{g}$) der Selbstwechselwirkung dreier (vierer) W -Bosonen stimmt nun im allgemeinen nicht mehr mit dem Eichtheorie-Resultat g_W (g_W^2) überein. Zudem ist die Wff Kopplungskonstante g_W nicht mehr automatisch universell für alle Fermionen. Wie man jedoch leicht sieht, geht für $\lambda_{W'} \rightarrow 0$ g in g_W und $\tilde{g}$ in g_W^2 über, so daß wir für kleines $\lambda_{W'}$ das Standardmodellergebnis in guter Näherung zurückerhalten werden. Eine weitere Abweichung von den Standardwerten zeigt sich bei der Betrachtung der Wechselwirkung des geladenen W -Bosons mit dem Photon. Das anomale magnetische Moment κ_W des W -Bosons ist nun durch

$$e\kappa_W = g\lambda_{W'} + 2g, \lambda_{W'} \quad (\text{III.166})$$

gegeben, stimmt also somit nicht notwendigerweise mit dem Standardwert $\kappa_W = 1$ überein. (Für $\lambda_{W'} \rightarrow 0$ ist jedoch $\kappa_W \rightarrow 1$). Schließlich stellen wir noch fest, daß die Massenrelation für das Z -Boson von $m_W/\cos\theta_W$ abweicht. Sie ist wie im Fall eines zusätzlichen isoskalaren Vektorbosons durch Gl. (III.36) gegeben.

III.4.2 Angeregte W -Bosonen und schwache Wechselwirkungen bei niedrigen Energien

Wie wir soeben gesehen haben, erlaubt die Anwesenheit eines Isotriplets angeregter W -Bosonen charakteristische Abweichungen von den Standardmodellwerten und -relationen. Mit Hilfe der experimentellen Daten können wir nun versuchen, die Kopplungskonstanten und den Mischungsparameter $\lambda_{W'}$ der W' -Bosonen zu fixieren und damit, via (III.164), herausfinden, bis zu welchem Grad die Eichtheorie-Resultate für die Kopplungskonstanten der W -Bosonen bei Anwesenheit der W' -Bosonen erfüllt sein können. Hierbei werden wir, neben den Relationen (III.164) für die Kopplungskonstanten und Mischungsparameter, auch von einer Dualitätsrelation Gebrauch machen, die λ_W und $\lambda_{W'}$ mit der W^- und W' -Masse m_W bzw. $M_{W'}$ verknüpft. dies wird es uns ermöglichen, sämtliche Größen als Funktionen von $M_{W'}$ auszudrücken.

Im Limes $q^2 \rightarrow 0$ führt die Lagrangedichte (III.163) zu einem effektiven Lagrangeoperator für neutrale Stromreaktionen der Gestalt⁹⁴⁾

$$\mathcal{L}_{NC} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \left[(j^{(1)} - \sin^2 \theta_W j^{em})^2 + (j_W j^{em})^2 \right], \quad (\text{III.167})$$

wobei

$$\frac{g_W^2}{m_W^2} + \frac{g_{W'}^2}{M_{W'}^2} = 8 \frac{G_F}{\sqrt{2}}, \quad (\text{III.168a})$$

$$\frac{\lambda_W g_W}{m_W^2} + \frac{\lambda_{W'} g_{W'}}{M_{W'}^2} = 8 \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\sin^2 \theta_W}{e}, \quad (\text{III.168b})$$

$$\frac{\lambda_W^2}{m_W^2} + \frac{\lambda_{W'}^2}{M_{W'}^2} = 8 \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{1}{e^2} (C_W + \sin^4 \theta_W), \quad (\text{III.168c})$$

Kombiniert man diese Gleichungen mit der Relation

$$g_W \lambda_W + g_{W'} \lambda_{W'} = e \quad (\text{III.164b}')$$

aus (III.164b) und der Dualitätshypothese

$$\lambda_{W'} = \lambda_W \left(\frac{m_W}{M_{W'}} \right)^n, \quad (\text{III.169})$$

so können die Kopplungskonstanten g_W und $g_{W'}$, sowie die Mischungsparameter λ_W und $\lambda_{W'}$, als Funktion von $M_{W'}$, bestimmt werden. Der Parameter n kann dabei Werte zwischen 1 und 3/2 annehmen. Während $n = 1$ der sogenannten "lokalen Dualität"⁶⁸⁾ entspricht, ergibt sich $n = 3/2$ für ein nichtrelativistisches Modell mit linearen Confinement-Potential.⁹⁵⁾ Gl. (III.168a) zeigt, daß für nicht verschwindendes g_W , m_W notwendigerweise größer als das Tree-Niveauresultat des Standardmodells $m_W \approx 78$ GeV sein muß. Dies wird auch durch die experimentellen Daten^{4, 93)} angeregt, die einen Wert von $m_W \approx 81$ GeV favorisieren. Fig. III-11 zeigt die resultierenden Kopplungskonstanten und Mischungsparameter für diesen Wert von m_W , sowie für $\sin^2 \theta_W = 0.23$ und der aus dem Myonzerfall bestimmten Fermikonstanten. Da angeregte W-Bosonen Massen typischerweise von der Größenordnung $\Lambda_h \approx$ einige Hundert GeV besitzen sollten, haben wir uns auf den Bereich $M_{W'} \leq 1$ TeV beschränkt. Die durchgezogenen (gestrichelten) Kurven entsprechen hier und in Fig. III-12 und III-13 den Resultaten für $n = 1$ ($n = 3/2$) (die Werte für $1 < n < \frac{3}{2}$ liegen

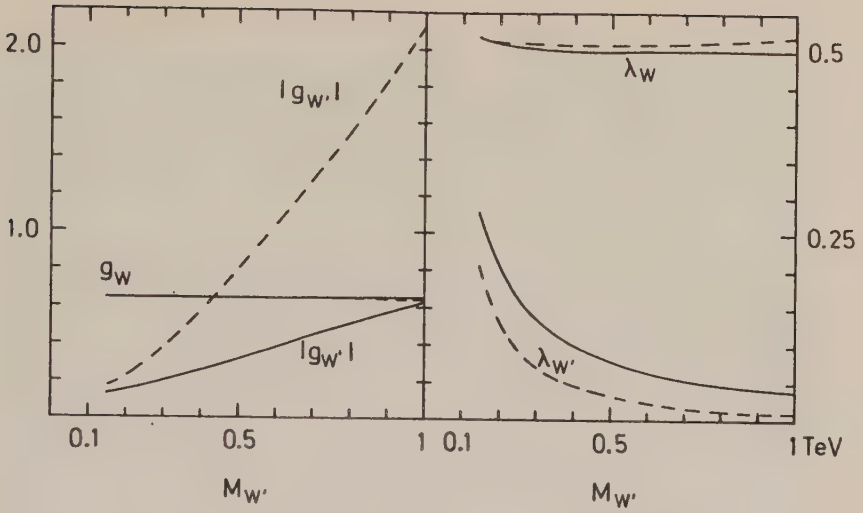


Fig. III-11

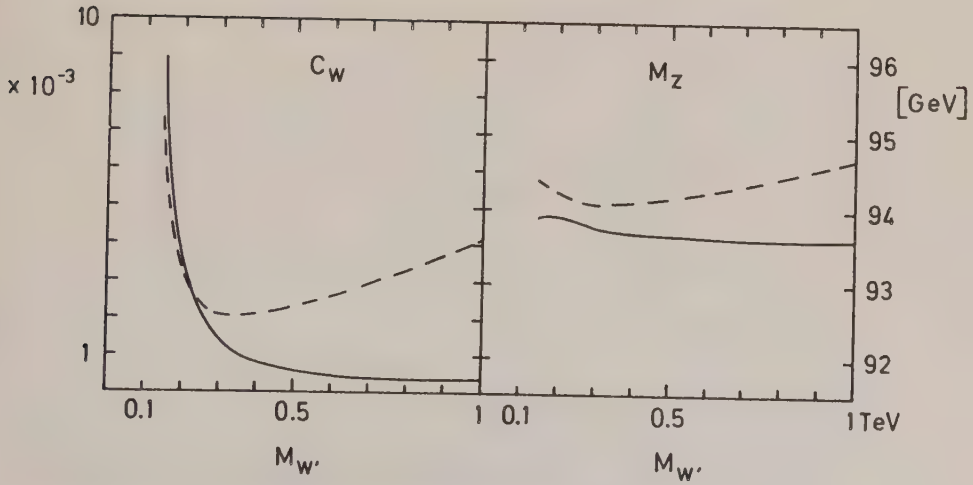


Fig. III-12a

Fig. III-12b

stets zwischen diesen Kurven). Aus Fig. III-11 ersehen wir, daß g_W und λ_W bemerkenswert unempfindlich gegenüber M_W , sind und annähernd (bis auf etwa 3 %) die gleichen Werte wie im Standardmodell besitzen. Die Kopplungskonstante g_W , ist für kleine Werte von M_W , ziemlich klein und steigt für wachsendes M_W , insbesondere im $n = \frac{3}{2}$ Fall rasch an. Das Vorzeichen von g_W , ist dabei entgegengesetzt zum Vorzeichen von g_W .

Aus Gl. (III.168c) können wir nun C_W bestimmen; unser Ergebnis für $m_W = 81$ GeV, $\sin^2 \theta_W = 0.23$ ist in Fig. III-12a gezeigt. Wir sehen, daß C_W stets unterhalb der experimentellen Grenze (III.46) liegt und für $n = 1$ mit wachsendem M_W , schnell fällt. Für $n = 3/2$ andererseits durchläuft C_W bei etwa $M_W \approx 400$ GeV ein Minimum und steigt danach wieder an. Ein ähnliches Verhalten stellt man auch für die Masse des Z-Bosons fest, deren Variation mit M_W , in Fig. III-12b gezeigt ist. Zur Berechnung von M_Z haben wir dabei Gl. (III.36) benützt. Wie sich erweist, hängt M_Z fast nicht von M_W , ab und ist stets etwas größer als im Standardmodell. Unsere Resultate für M_Z , g_W und λ_W sind zudem ziemlich stabil gegenüber einer Variation der Parameter m_W und $\sin^2 \theta_W$, während g_W , und C_W sich stärker ändern (für $\Delta m_W = 1$ GeV oder $\Delta \sin^2 \theta_W = 0.01$ maximal um einen Faktor 2).

Wie wir bereits oben erwähnt haben, mischt das $W^{(3)}$ -Boson in ähnlicher Weise mit dem Photon wie das $W^{(3)}$ -Boson. Hierdurch ändern sich sowohl die Kopplungskonstanten, als auch die Massen der physikalischen Zustände Z und Z' gegenüber den Werten für die geladenen Zustände $W^\pm$ und $W'^\pm$. Für die Kopplung von Z und Z' an die Fermionen finden wir nach Durchführung der Transformation (III.33) auf Masseneigenzustände

$$\mathcal{L}_{Z,Z'} = -g_Z (j_{\mu L}^{(3)} - s_W^2 j_{\mu}^{em}) Z_\mu - g_{Z'} (j_{\mu L}^{(3)} - s_{W'}^2 j_{\mu}^{em}) Z'_\mu, \quad (III.170)$$

wobei ($i = Z, Z'$)

$$g_i = \frac{a_i}{b_i}, \quad s_W^2 = \frac{e}{a_Z}, \quad s_{W'}^2 = \frac{e}{a_{Z'}}, \quad (III.171a)$$

$$a_i = g_W \lambda_W \frac{M_i^2}{M_i^2 - m_W^2} + g_{W'} \lambda_{W'} \frac{M_i^2}{M_i^2 - M_{W'}^2}, \quad (III.171b)$$

$$b_i^2 = 1 - \lambda_W^2 - \lambda_{W'}^2 + \lambda_W^2 \frac{m_W^4}{(m_W^2 - M_i^2)^2} + \lambda_{W'}^2 \frac{M_{W'}^4}{(M_{W'}^2 - M_i^2)^2}. \quad (III.171c)$$

Mit Hilfe der Resultate von Fig. III-11 lassen sich nun g_Z , und s_W^2 als Funktionen von M_W , angeben; Fig. III-13 zeigt unsere Ergebnisse für den Fall $m_W = 81 \text{ GeV}$, $\sin^2 \theta_W = 0.23$. Sowohl g_Z , als auch s_W^2 , ist negativ. Die Kopplungskonstante g_Z , steigt ähnlich wie g_W , mit M_W , an, ist jedoch stets kleiner als g_W , : $|g_Z| < |g_W|$, im Gegensatz zur Situation beim Z-Boson, hier ist $g_W < g_Z$. Für $M_W \rightarrow \infty$ konvergiert g_Z , gegen g_W , und $s_W^2 \rightarrow -0$. Die Kopplungskonstanten des Z-Bosons, g_Z und s_W^2 , erweisen sich, ähnlich wie g_W , als äußerst unempfindlich gegenüber M_W , und stimmen über den gesamten Bereich von M_W , innerhalb von $\sim 2\%$ mit den Standardmodellwerten überein. Für $M_W \rightarrow \infty$ ist $s_W^2 = \sin^2 \theta_W = \lambda_W^2$, $g_Z = g_W / \cos \theta_W$ und das Standardmodell wird korrekt reproduziert.

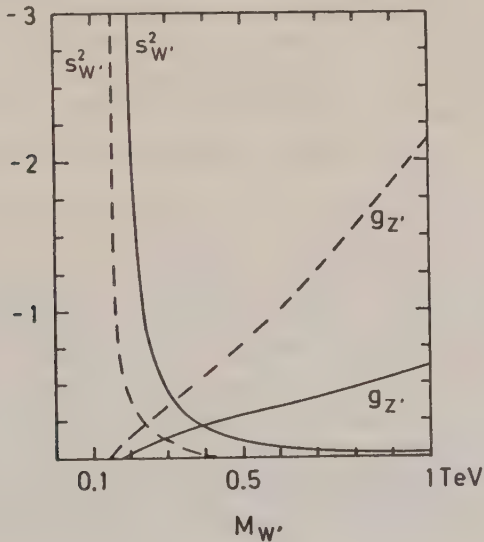


Fig. III-13

III.4.3 Zerfallsmoden angeregter W-Bosonen

Nachdem wir nun Informationen über die Kopplungskonstanten der W' - und Z' -Bosonen gewonnen haben, wollen wir als nächstes unser Augenmerk auf die möglichen Zerfallsmoden dieser Objekte richten. Hierbei werden wir bemer-

kenswerte Abweichungen von einer Eichtheorie mit einer separaten $SU(2)'_L$ Eichgruppe feststellen, da das W' -Boson auch in W -Bosonpaare oder in ein W -Boson und ein Photon zerfallen kann, während man in einer Eichtheorie dominant Zerfälle in Fermionpaare erwartet.⁹⁶⁾

Der Zerfall eines geladenen W' -Bosons in ein Quark- oder Leptonpaar ist analog zum entsprechenden W -Zerfall und wir finden⁸⁵⁾

$$\Gamma(W'^{\pm} \rightarrow f\bar{f}) = n_c \frac{g_{W'}^2}{48\pi} M_{W'} \quad , \quad (\text{III.172})$$

wobei n_c die Anzahl der Farbfreiheitsgrade von f ist und " $f\bar{f}$ " ein geeignetes "Up-Down"-Quark - oder -Leptonpaar bezeichnet, für das wir Massen und eventuelle schwache Mischungswinkel vernachlässigt haben. Für das Z' erhalten wir ganz analog

$$\Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f}) = n_c \frac{g_{Z'}^2}{48\pi} M_{Z'} (v^2 + a^2) \quad , \quad (\text{III.173})$$

wobei nun $(a)v$ die (Axial)Vektorkopplungskonstante des Fermions f ist. Sie ist durch

$$v = T_3 - 2Q s_W^2 \quad , \quad a = T_3 \quad (\text{III.174})$$

mit T_3 als dritter Komponente des schwachen Isospins gegeben. Im Gegensatz zum Z^0 -Zerfall ($\Gamma(Z \rightarrow \bar{\nu}_1 \nu_1) \approx 2\Gamma(Z \rightarrow l^+ l^-)$) haben wir nun infolge des negativen Vorzeichens von s_W^2 $\Gamma(Z' \rightarrow \bar{\nu}_e \nu_e) < \Gamma(Z' \rightarrow e^+ e^-)$, eine Tatsache, die sich auf die Beobachtbarkeit des Z' -Bosons günstig auswirken wird. Im ganz ähnlicher Weise findet man auch $\Gamma(Z' \rightarrow \bar{u}u) > \Gamma(Z' \rightarrow \bar{d}d)$, während $\Gamma(Z^0 \rightarrow \bar{u}u) < \Gamma(Z^0 \rightarrow \bar{d}d)$ ist. Dies vergrößert den Produktionsquerschnitt des Z'^0 verglichen mit dem des Z^0 in Hadron-Hadron-Kollisionen, da Protonen mehr u - als d -Quarks enthalten.

Falls die W' -Bosonen genügend schwer sind, so können sie auch in zwei oder mehrere W -Bosonen zerfallen, wobei wahrscheinlich Zerfälle in zwei W -Bosonen dominieren werden. Der Zerfall $W' \rightarrow WZ$ bzw. $Z' \rightarrow WW$ wird durch die Terme proportional zu g_1 und g_2 in (III.163c) beschrieben; sie führen zu einer Zerfallsbreite von $(Z' \rightarrow ZZ)$ ist durch die globale $SU(2)_W$ -Symmetrie verboten)

$$\Gamma(Z' \rightarrow W^+ W^-) = \Gamma(W'^+ \rightarrow W^+ Z^0) =$$

$$\left[\frac{g_1^2}{48\pi} \frac{M_{W'}^4 - 16 m_W^4}{m_W^4} + \frac{g_2^2}{48\pi} \frac{M_{W'}^4 - M_W^2 m_W^2 - 12 m_W^4}{M_{W'}^2 m_W^2} \right] (M_{W'}^2 - 4 m_W^2)^{1/2} \quad (\text{III.175})$$

wobei wir den Massenunterschied zwischen Z^0 und $W^\pm$, sowie zwischen Z' und $W'^\pm$ vernachlässigt haben. Für $M_{W'} \rightarrow \infty$ finden wir somit für die Kopplung proportional zu g_1 (g_2) den Ausdruck $\Gamma \sim g_1^2 M_{W'}^5/m_W^4$ ($\Gamma \sim g_2^2 M_{W'}^3/m_W^2$), so daß Γ für $M_{W'} \gg m_W$ sehr groß wird. Der Unterschied für g_1 und g_2 entsteht dabei durch die unterschiedliche Polarisierung der W-Bosonen im Endzustand: während für die g_1 -Kopplung zwei longitudinal polarisierte W-Bosonen im Endzustand auftreten können, ist für die g_2 -Kopplung höchstens ein longitudinal polarisiertes W-Boson möglich. Es ist bemerkenswert, daß man für das Higgsboson des Standardmodells, das für genügend große Masse ebenfalls in zwei W-Bosonen zerfallen kann, ein ähnliches Verhalten für die Zerfallsbreite wie im Fall der g_2 -Kopplung erhält.⁹⁷⁾ Die Kopplungskonstanten g_1 und g_2 können mit Hilfe von (III.164) durch g , g' , λ_W und $\lambda_{W'}$ ausgedrückt werden:

$$g_1 = \frac{\lambda_{W'}}{2\lambda_W^2} (\lambda_W g' - e) \quad ; \quad g_2 = \frac{e}{\lambda_{W'}} (e - \lambda_W g) . \quad (\text{III.176})$$

Entsprechend unserer Ergebnisse für g_W erwarten wir, daß g nur wenig vom Eichtheorie-Resultat $g = g_W$ abweicht. Da $\lambda_{W'}^2 \ll \lambda_W^2$, ist zudem g_1 weitgehend unabhängig von g' und für $|g'| \ll |g|$ erhalten wir näherungsweise

$$g_1 = -\frac{1}{2} \frac{\lambda_{W'}}{\lambda_W} e + O(\lambda_{W'}^2) \quad , \quad g_2 \approx g_W' . \quad (\text{III.177})$$

Berücksichtigt man die Dualitätsrelation (III.169), so führt dies für die g_1 Kopplung zu einem weniger raschen Anstieg der Breite mit $M_{W'}$: $\Gamma_{g_1} \sim M_{W'}^3/m_W^2 (M_{W'}^2/m_W^2)$ für den $n = 1$ ($n = 3/2$) Fall.^{F19)}

Schließlich kann das geladene W' -Boson auch noch in ein W-Boson und ein Photon zerfallen. Die effektive Lagrangedichte, die sich durch das in Abschnitt III.4.1 beschriebene Verfahren für diesen Prozeß ergibt, ist

$$\mathcal{L}_{W' \rightarrow W \gamma} = i e F_{\mu\nu} (W_\mu'^+ W_\nu^+ - W_\mu'^+ W_\nu^-) \quad (\text{III.178a})$$

mit

$$\begin{aligned} R &= \frac{\lambda_W}{\lambda_{W'}} (\lambda_W g - e) + \frac{\lambda_{W'}}{\lambda_W} (\lambda_{W'} g' - e) \\ &\approx -\lambda_W g_{W'} - \lambda_{W'} g_W \end{aligned} \quad (\text{III.178b})$$

und führt zu der Zerfallsrate

$$\Gamma(W'^{\pm} \rightarrow W^{\pm} \gamma) = \frac{R^2}{96\pi} \frac{(M_{W'}^2 - m_W^2)^3 (M_{W'}^2 + m_W^2)}{M_{W'}^5 m_W^2} . \quad (\text{III.179})$$

Für das Z' verbietet die globale $SU(2)_W$ -Symmetrie einen Zerfall in Z^0 und ein Photon. Im Prinzip sind neben den erwähnten Zerfällen auch noch Übergänge in andere eventuell existierende schwere Zustände des angeregten Spektrums von $W^{\pm}$ und Z^0 (z.B. Skalare, Tensorzustände etc.) möglich, jedoch sind diese Zerfälle infolge der großen Masse dieser Zustände gegenüber den anderen Zerfällen unterdrückt.

In Tabelle III-4 haben wir zur Illustration der typischen zu erwartenden Verzweungsverhältnisse und totalen Zerfallsbreiten diese Größen unter Verwendung der durch Gl. (III.177), (III.178a) sowie der durch Fig. III-11 und III-13 für $m_W = 81 \text{ GeV}$, $\sin^2 \Theta_W = 0.23$ gegebenen Kopplungskonstanten für W' -Massen bis 1 TeV tabelliert. Nur die totalen Raten $\Gamma_{W'}$ und $\Gamma_{Z'}$ sind etwas sensitiv gegenüber den Kopplungskonstanten bzw. den Werten von m_W und $\sin^2 \Theta_W$. Wie man sieht, dominiert der Zerfall in WW bzw. WZ bereits kurz jenseits der kinematischen Schwelle. Das Verzweungsverhältnis für $W' \rightarrow W \gamma$ bleibt hingegen über den gesamten Bereich von $M_{W'}$ bis 1 TeV im Bereich einiger Prozent und sinkt für die leptonenischen Zerfallsmoden mit wachsendem $M_{W'}$ rasch ab, wobei jedoch zu bemerken ist, daß $B(e^+e^-)$ für kleine W' -Massen beträchtlich größer als das vergleichbare Verzweungsverhältnis $B(Z^0 \rightarrow e^+e^-) \approx 3\%$ ist. Für die totale Zerfallsbreite $\Gamma_{W'}$, bzw. $\Gamma_{Z'}$, stellen wir fest, daß die Breite mit wachsender W' -Masse sehr rasch infolge des asymptotischen Verhaltens der $W'(Z') \rightarrow WZ(WW)$ Rate ansteigt. Im $n = 3/2$ Fall werden Masse und Breite des W' -Bosons bereits bei etwa $600\text{--}700 \text{ GeV}$ vergleichbar und damit eine Teilchenidentifikation für $M_{W'} > 700 \text{ GeV}$ praktisch unmöglich. Für $\Gamma_{W'} \gg M_{W'}$ schließlich kann man bei W' sicher nicht mehr von einem Teilchen oder einer Resonanz sprechen; die Situation wird

in diesem Fall besser durch Kontinuumsproduktion von Paaren der W-Konstituenten beschrieben. Im $n = 1$ Fall hingegen bleibt die Breite bis zu einer W' -Masse von 1 TeV kleiner als etwa die Hälfte der Masse und das Verhältnis von Masse zu Breite ist sehr ähnlich wie für ein schweres Higgsboson im Standardmodell.

Tabelle III-4

Totale Zerfallsbreiten und Verzweigungsverhältnisse der W' - und Z' -Bosonen für $n = 1$ und, in Klammern, für $n = 3/2$. Die Kopplung an die Fermionen wurde als universell angenommen.

$M_{W'}$, [GeV]	$\Gamma_{W'}^T$, [GeV]	$\Gamma_{Z'}$, [GeV]	$B(e\nu)$ [%]	$B(e^+e^-)$ [%]	$B(W_f)$ [%]	$B(WW)$ [%]	$B(WZ)$ [%]
150	0.2(0.4)	0.5(0.4)	7.9(8.3)	13.6(12.3)	5.0(0.4)	0(0)	0(0)
200	0.7(1.1)	0.8(1.1)	4.4(6.6)	7.1(5.6)	1.5(0.3)	38(21)	45(21)
300	3.7(7.2)	3.8(7.0)	2.2(4.1)	2.0(2.5)	0.1(3.6)	72(50)	74(48)
500	27.5(106)	26.9(97.7)	1.2(1.9)	0.8(1.1)	2.6(8.1)	85(75)	83(69)
800	205(1500)	192(1400)	0.7(0.8)	0.4(0.5)	6.0(10.4)	92(89)	86(80)
1000	558(5600)	516(4900)	0.5(0.6)	0.3(0.3)	7.5(11.0)	94(93)	87(82)

III.4.4 Produktion und experimentelle Signaturen von W' -Bosonen

Angeregte W-Bosonen können ähnlich wie W- und W_8 -Bosonen durch den Dreil-Yan-Mechanismus in Hadron-Hadron-Kollisionen produziert werden. Im Quark-Parton-Modell (siehe Anhang) ist die Produktionsrate durch⁹⁸⁾

$$\sigma(W'^{\pm}, Z') = \frac{4\pi^2}{M_{W', Z'}^3} \sum_{a,b} \Gamma(W'^{\pm}, Z' \rightarrow ab) \tau \frac{d\mathcal{L}_{ab}}{d\tau} \quad (\text{III.180})$$

gegeben, mit $d\mathcal{L}_{ab}/d\tau$ aus Gl. (III.153). Um die zu erwartende Größenordnung für σ zu illustrieren, geben wir die an zukünftigen Hadron-Hadron-Kollidern zu erwartenden Produktionsraten $\sigma(Z')$ und $\sigma(W'^+) + \sigma(W'^-)$ für $M_{W'} \leq 1$ TeV und $n = 1$ in Tabelle III-5 an. Hierbei haben wir abermals die

Partonverteilungsfunktionen von Duke und Owens,⁸⁴⁾ sowie die Kopplungskonstanten $g_{W'}$, $g_{Z'}$, und $s_{W'}^2$, aus Fig. III-11 und III-13 benutzt. Da $W'^{\pm}$ und Z' für kleine Massen nur schwach an Fermionen koppeln, ist die Produktionsrate in diesem Fall kleiner als man naiv erwartet. Für die Produktion angeregter W-Bosonen am Tevatron ergibt sich hierdurch das Problem, daß für kleine Massen die Rate infolge der schwachen Kopplungskonstanten, für große Massen infolge der kleinen Partonluminositäten nach oben stark limitiert ist. Dieses Problem existiert jedoch nicht für den Supercollider. Weiterhin stellen wir fest, daß die Z' Produktionsrate infolge von $\Gamma(Z' \rightarrow \bar{u}u) > \Gamma(Z' \rightarrow \bar{d}d)$ in vielen Fällen fast einen Faktor zwei größer als die $W'^{\pm}$ -Rate und damit etwa gleich der Summe $\sigma(W'^+) + \sigma(W'^-)$ ist. Schließlich sei noch erwähnt, daß bei der Berechnung der Werte in Tabelle III-5 (siehe (III.180)) die endliche Breite von W' und Z' vernachlässigt wurde. Dies erweist sich jedoch als gerechtfertigt, solange $\Gamma_{W',Z'} < \frac{1}{2} M_{W'}$ ist. Eine Berechnung der Produktionsraten von W' und Z' unter Einbeziehung der Breit-Wigner-Resonanzkurve für den W' -Propagator⁹⁸⁾ zeigt, daß die exakten Ergebnisse für $\Gamma_{W',Z'} < \frac{1}{2} M_{W'}$ nur marginal von den in Tabelle III-5 angegebenen Werten abweichen.

Tabelle III-5

Produktionsraten für $W'^{\pm}$ und Z' am Tevatron ($\sqrt{s} = 2$ TeV) und an den geplanten pp-Collidern LHC ($\sqrt{s} = 20$ TeV) und SSC ($\sqrt{s} = 40$ TeV) im $n = 1$ Fall. Für $n = 3/2$ sind die Produktionsraten etwas größer.

	$\sqrt{s} = 2$ TeV, $p\bar{p}$		$\sqrt{s} = 20$ TeV, pp		$\sqrt{s} = 40$ TeV, pp	
$M_{W'} [\text{GeV}]$	$\sigma(W'^+) + \sigma(W'^-)$	$\sigma(Z')$ [nb]	$\sigma(W'^+) + \sigma(W'^-)$	$\sigma(Z')$ [nb]	$\sigma(W'^+) + \sigma(W'^-)$	$\sigma(Z')$ [nb]
150	0.096	0.089	0.96	0.81	1.94	1.66
200	0.055	0.036	0.56	0.37	1.19	0.77
300	0.023	0.014	0.33	0.19	0.71	0.43
500	$6 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	0.16	0.09	0.40	0.19
800	$7 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	0.09	0.05	0.21	0.13
1000	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	0.06	0.04	0.17	0.10

Da $W'^{\pm}$ und Z' ähnlich wie ein schweres Higgsboson dominant in zwei W-Bosonen zerfallen, eröffnet sich die Möglichkeit, angeregte W-Bosonen auch durch W-Boson-Fusion mit einer substantiellen Rate zu produzieren. Dieser Mechanismus hat sich in der Tat für die Produktion eines schweren Higgsbosons als dominant erwiesen.^{20,99)} Eine Abschätzung unter Verwendung der "effektiven W-Approximation"¹⁰⁰⁾ zeigt jedoch, daß dieser Prozeß nur für sehr hohe Werte von $\sqrt{s}$ ($\sqrt{s} \gg 20$ TeV) fühlbar zur W' -Produktion beitragen kann, aber selbst für $M_{W'} = 1$ TeV noch Produktionsraten liefert, die nicht vergleichbar mit der $q\bar{q}$ Fusion sind. Im Bereich $M_{W'} > 1$ TeV, in dem die Produktionsrate schließlich durch die W-Boson-Fusion dominiert wird, ist jedoch selbst für $n = 1$ $\Gamma_{W'} > M_{W'}$, so daß eine W' -Identifikation unmöglich wird und die W-Boson-Fusion damit unter Umständen nie praktische Bedeutung erlangen wird.

Abschließend wollen wir schließlich noch kurz die experimentellen Signaturen der W' - und Z' -Bosonen untersuchen. Ein Blick auf Tabelle III-4 zeigt, daß der Zerfall in zwei W-Bosonen sicherlich der wichtigste Kanal ist. Um zu sehen, ob dieser Zerfall für eine Entdeckung der W' - und Z' -Bosonen am Tevatron oder am Supercollider geeignet ist, haben wir den Standardmodell-Untergrund aus der Reaktion $p\bar{p} \rightarrow WZ(WW)$ unter Verwendung der Ergebnisse von Ref. 20 abgeschätzt,^{F20)} wobei die Untergrundrate σ_u aus der differentiellen Rate $d\sigma^{SM}/dM$ mit Hilfe der Näherung

$$\sigma_u = \frac{d\sigma^{SM}}{dM} \Big|_{M=M_{W'}} \cdot \Gamma_{W'} \quad (\text{III.181})$$

berechnet wurde. Hierbei fanden wir, daß σ_u mindestens ein bis zwei Größenordnungen kleiner als das Signal $\sigma(W'(Z')) \cdot B(W'(Z') \rightarrow WZ(WW))$ ist, so daß Zerfälle in W-Bosonpaare für einen Nachweis von W' und Z' geeignet erscheinen. Zur Rekonstruktion der beiden W-Bosonen ist es dabei jedoch notwendig, daß eines von ihnen leptonisch, das andere jedoch hadronisch zerfällt, wodurch man etwa eine Größenordnung in der Rate verliert. (Rein leptonische bzw. hadronische Zerfälle sind zur Rekonstruktion ungeeignet, da entweder das Verzweigungsverhältnis zu klein ist ($B(WZ \rightarrow e^+e^-e^-) \sim 2.5 \cdot 10^{-3}$) oder die resultierenden Jets von einem sehr großen QCD-Untergrund getrennt werden müssen). Da die Signatur in diesem Fall von der Form Lepton-Lepton-Jet-Jet ist, so muß im Falle eines schweren W' -Bosons besondere Sorgfalt

bei der Auflösung der beiden Jets angewandt werden, da diese für große W' -Massen nur einen sehr kleinen gegenseitigen Öffnungswinkel besitzen. Eine weitere wichtige Möglichkeit zur Entdeckung angeregter W -Bosonen liefert der radiative Zerfall $W' \rightarrow W \gamma$. Man vergewissert sich abermals leicht, daß der Standardmodell-Untergrund^{F20)} mehrere Größenordnungen kleiner als das Signal ist. Während der anschließende leptonische Zerfall des W -Bosons die experimentell klarere Signatur gibt, führt der hadronische Zerfall zu einer etwa 10 mal größeren Rate als der leptonische. Schließlich können noch die leptonischen Zerfälle von $W'^{\pm}$ und Z' für ihre Entdeckung verwendet werden. Obwohl das Signal σ_B ziemlich schwach für große Werte von $M_{W'}$ ist (für $M_{W'} = 1 \text{ TeV}$ typischerweise $< 1 \text{ pb}$), so liefern diese Zerfälle wahrscheinlich doch die klarste Signatur für ein W' .

Im Hinblick auf die Luminosität des Tevatrons und der zu erwartenden Signalstärken σ_B von bestenfalls 10 pb ist es ziemlich fraglich, ob W' und Z' überhaupt an diesem Beschleuniger gefunden werden können. Für den Supercollider hingegen ist die Situation wesentlich günstiger. Hier sind Signalstärken von bis zu 1nb zu erwarten und ein Nachweis angeregter W -Bosonen sollte ohne Schwierigkeiten für Massen bis zu 1 TeV möglich sein. Die Zerfälle von W' und Z' erlauben dabei eine klare Trennung von einem schweren Higgsboson und einem weiteren schweren Eichboson, z.B. einem W_R : radiative und leptonische Zerfälle unterscheiden sie von einem Higgsboson, Zerfälle in zwei W -Bosonen und radiative Übergänge von einem schweren Eichboson.

IV. PHÄNOMENOLOGIE DES SPIN 1/2 SEKTORS

IV.1 Masselose Quarks und Leptonen

Beabsichtigt man, Quarks und Leptonen als Bindungszustände fundamentaler Konstituenten anzusehen, so ist klar, daß die Hypercolordynamik dafür sorgen muß, daß die Massen von Quarks und Leptonen viel kleiner als die Substrukturskala Λ sind^{F21)}

$$m_q, m_l \ll \Lambda, \quad (\text{IV.1})$$

von der wir aus Abschnitt II.1 wissen, daß sie zumindest von der Größenordnung 100 GeV sein muß. In diesem Abschnitt wollen wir nun zeigen, daß eine Hierarchie der Art (IV.1) nur durch eine (annähernd gültige) Symmetrie verursacht werden kann, die erzwingt, daß die Massen der Quarks und Leptonen (annähernd) verschwinden. Anschließend werden wir Kandidaten hierfür vorstellen und einige der Modelle von Abschnitt II.2 darauf untersuchen, unter welchen Umständen sie masselose Quarks und Leptonen erlauben.

Nichtabelsche Eichtheorien sind gegenwärtig die einzig realistischen Kandidaten für eine Hypercolordynamik. Weiterhin ist es vernünftig, den Subkonstituenten der Quarks und Leptonen keine Masse zu geben. Würde man eine von Null verschiedene Masse für diese Objekte zulassen, so würde sich sofort wieder die Frage stellen, warum die Masse gerade diesen Wert besitzt und nicht z.B. Null ist. Auf dem klassischen Niveau sind nichtabelsche Eichtheorien mit masselosen Materiefeldern skaleninvariante Theorien, die erst durch quantentheoretische Korrekturen über die Impulsabhängigkeit der Kopplungskonstanten eine Skala Λ_h erhalten. Grob gesprochen kann diese durch

$$\alpha_h(\Lambda_h^2) = \frac{g_h^2(\Lambda_h^2)}{4\pi} = 1 \quad (\text{IV.2})$$

definiert werden. Da Λ_h die einzige Skala in der Theorie darstellt, ist klar, daß alle Bindungszustände Massen der Größenordnung Λ_h besitzen werden. Die einzige Ausnahme hiervon bilden Zustände, deren Masse infolge einer Symmetrie Null sein muß. Ein typisches Beispiel für eine Theorie dieser Art ist die QCD mit zwei masselosen Quarks, u und d. Alle Zustände (Nukleon, Δ -Resonanzen, ϱ -Mesonen usw.) besitzen Massen von $O(\Lambda_{\text{QCD}})$, mit Ausnahme

der Pionen, die als Goldstone-Bosonen einer durch die QCD-Dynamik spontan gebrochenen $SU(2)_L \times SU(2)_R$ Symmetrie masselos sind. Überträgt man dieses Konzept nun auf Substrukturmodelle, so hätte man ein Spektrum an Bindungszuständen mit Masse $O(\Lambda_h)$ und zusätzlich infolge einer noch zu spezifizierenden Symmetrie masselose Quarks und Leptonen.

Dieses Bild besitzt den Vorteil, daß man sofort "versteht", warum keine masselosen Orbitalanregungen von Quarks und Leptonen mit Spin $3/2$, $5/2$ etc. auftreten. Den Grund hierfür liefert ein Theorem, demzufolge in einer Theorie mit einem lorentzkovarianten Energie-Impulstensor keine masselosen Teilchen mit Gesamtspin größer als Eins existieren können.¹⁰⁾ Da die Voraussetzungen für dieses Theorem von nichtabelschen Eichtheorien erfüllt werden, ist es klar, daß alle Anregungen der Quarks und Leptonen mit Spin $3/2$ oder mehr Masse von $O(\Lambda_h)$ besitzen müssen.

Eine Möglichkeit, masselose zusammengesetzte Spin $1/2$ Fermionen zu erzeugen, eröffnet sich in supersymmetrischen Substrukturmodellen, die eine globale Symmetrie G besitzen. Wird diese Symmetrie durch die Hypercolordynamik auf eine kleinere Symmetrie $H \subset G$ gebrochen, so treten masselose Spin 0 Goldstone-Bosonen auf, die bei ungebrochener Supersymmetrie von masselosen Spin $1/2$ Fermionen, den Quasi-Goldstone-Fermionen, begleitet werden.⁴¹⁾ Diese werden nun mit den Quarks und Leptonen identifiziert. Ein konkretes Modell dieser Art haben wir mit der in Abschnitt II.2 vorgestellten supersymmetrischen Erweiterung des Abbott-Farhi-Modells kennengelernt.³⁹⁾ Für eine ausführliche Darstellung der Physik der Quasi-Goldstone-Fermionen verweisen wir auf Ref. 101.

Eine zweite Möglichkeit, masselose zusammengesetzte Spin $1/2$ Fermionen zu erhalten, ist gegeben, falls die Substrukturtheorie eine globale chirale Symmetrie besitzt, die nicht durch die Hypercolordynamik spontan gebrochen wird. Globale chirale Symmetrien treten stets auf, falls die Spin $1/2$ Konstituenten der Quarks und Leptonen masselos sind. Wesentlich schwieriger ist es hingegen, zu garantieren, daß diese durch die Hypercolordynamik nicht spontan gebrochen werden. Notwendige (jedoch nicht hinreichende!) Bedingungen hierfür wurden von 't Hooft aufgestellt.¹³⁾

Diese sogenannten 't Hooftschen Konsistenzbedingungen stellen eine bemerkenswert einfache, jedoch sehr grundlegende Forderung für die Erhaltung der chiralen Symmetrie im Bindungsprozeß dar. Sie basieren auf der Tatsache, daß Theorien mit chiralen Symmetrien Greensche Funktionen besitzen, die aus den mit der chiralen Symmetrie assoziierten Strömen aufgebaut sind und eine anomale Divergenz aufweisen. Es ist seit langem bekannt, daß, obwohl chirale Ströme auf dem Niveau des Lagrangeoperators formal erhalten sind, sie bei der Berechnung von Feynmangraphen eine anomale Divergenz zeigen. Diese Anomalie kommt durch das singuläre Kurzstanzverhalten in Dreiecksgraphen mit einem Fermion-Loop (Fig. IV-1) zustande und besitzt einen universellen Charakter. Definiert man nun eine Dreipunktsfunktion Γ^{abc} der Form

$$(2\pi)^4 \delta^{(4)}(\sum_{i=1}^3 q_i) \Gamma_{\alpha\beta\gamma}^{abc}(q_1, q_2, q_3) = \int \prod_{i=1}^3 d^4x_i e^{iq_i x_i} \langle 0 | T(\bar{\psi}_\alpha^a(x_1) \gamma_\beta^b(x_2) \gamma_\gamma^c(x_3)) | 0 \rangle, \quad (IV.3)$$

wobei J_μ^a den mit einer globalen Symmetrie G ($a = 1 \dots \dim G$) assoziierten Strom bezeichnet, so kann man zeigen, daß Γ^{abc} eine anomale Divergenz besitzt

$$q_3 \Gamma_{\alpha\beta\gamma}^{abc}(q_1, q_2, q_3) = \frac{1}{g\pi^2} A^{abc} \epsilon_{\alpha\beta\gamma\tau} q_1^\tau q_2^\tau, \quad (IV.4)$$

wobei der Koeffizient A^{abc} eine Konstante ist, die nur durch die Darstellung der Fermionen im Dreiecksloop (Fig. IV-1) bezüglich der globalen Symmetrie G bestimmt wird. Schreibt man J_μ^a als Funktion der fundamentalen Fermionen ψ_r

$$J_\mu^a = \sum_r \bar{\psi}_r \left\{ \lambda_L^{a(r)} \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} + \lambda_R^{a(r)} \gamma_\mu \frac{1+\gamma_5}{2} \right\} \psi_r, \quad (IV.5)$$

wobei $\lambda_{L,R}^{a(r)}$ die darstellenden Matrizen der Darstellung $\underline{r}$ von G sind, so ist

$$A^{abc} = \sum_r \left[\text{Tr} \left(\lambda_R^{a(r)} \left\{ \lambda_R^{b(r)}, \lambda_R^{c(r)} \right\} \right) - \text{Tr} \left(\lambda_L^{a(r)} \left\{ \lambda_L^{b(r)}, \lambda_L^{c(r)} \right\} \right) \right]. \quad (IV.6)$$

Gl. (IV.6) zeigt explizit, daß es in einer Theorie ohne chirale Ströme ($\lambda_L^{a(r)} = \lambda_R^{a(r)}$) keine Anomalie gibt.

Die 't Hooftschen Konsistenzbedingungen können nun sehr leicht angegeben

werden. Eine notwendige Bedingung, damit die chirale Symmetrie nicht spontan gebrochen wird, ist, daß¹³⁾



Fig. IV-1

$$A^{abc} \left| \begin{array}{l} \text{Darstellungen der} \\ \text{Subkonstituenten} \end{array} \right. = A^{abc} \left| \begin{array}{l} \text{Darstellungen} \\ \text{der masselosen} \\ \text{Bindungszustände.} \end{array} \right. \quad (\text{IV.7})$$

Falls die chirale Symmetrie ungebrochen ist, so läßt sich aus (IV.7) das Spektrum der masselosen Bindungszustände ablesen. Die Erfüllung von Gl. (IV.7) alleine bietet jedoch noch keine Garantie dafür, daß die chirale Symmetrie ungebrochen bleibt. Sie stellt nur sicher, daß masselose Bindungszustände existieren können. Läßt sich andererseits (IV.7) durch die Bindungszustände nicht erfüllen, so folgt, daß die chirale Symmetrie notwendigerweise spontan gebrochen ist.

Der Beweis der Konsistenzbedingungen (IV.7) ist nicht schwierig. Die anomale Divergenz (IV.4) impliziert, daß für $q_1^2 = q_2^2 = q_3^2 = q^2$

$$\Gamma_{\alpha\beta\gamma}^{abc}(q_1, q_2, q_3) = \frac{1}{8\pi^2} \frac{A^{abc}}{q^2} \left\{ \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\tau} q_1^\tau q_2^\tau q_{3\tau} + \varepsilon_{\beta\gamma\delta\tau} q_2^\tau q_3^\tau q_{1\tau} + \varepsilon_{\gamma\alpha\delta\tau} q_3^\tau q_1^\tau q_{2\tau} \right\} + \text{nichtsinguläre Terme.} \quad (\text{IV.8})$$

Die $1/q^2$ Singularität ist dabei eine direkte Konsequenz der Anomalie. Da Γ^{abc} eine wohldefinierte Greensche Funktion der Theorie ist, muß diese Singularität auch bei der Berechnung der Greenschen Funktion mit Bindungszuständen reproduziert werden. Derartige Singularitäten können jedoch nur als Resultat masseloser Teilchen im Spektrum der Bindungszustände auftreten. Zwei Möglichkeiten existieren: Falls die mit J_μ^a assoziierte Symmetrie

spontan gebrochen wird, erwarten wir Goldstone-Bosonen in der Theorie. In diesem Fall ergibt Gl. (IV.8) eine Beziehung zwischen A^{abc} und der Kopplung der Goldstone-Bosonen zu den beiden verbleibenden Strömen. Dies geschieht zum Beispiel in der QCD im Fall der Pionen, und wir können mit Hilfe der Anomalie die Rate für den Zerfall $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ berechnen. Andererseits, falls die mit J_μ^a assoziierte Symmetrie nicht spontan gebrochen wird, dann müssen masselose Spin 1/2 Fermionen im Spektrum der Bindungszustände vorhanden sein. Ihr Beitrag zur Singularität in (IV.8) muß genau das gleiche Residuum A^{abc} wie die fundamentalen Felder besitzen, d.h. die Bedingung (IV.7) muß erfüllt sein. Damit ist auch klar, daß die globale chirale Symmetrie spontan gebrochen sein muß, falls die Kandidaten für die masselosen Bindungszustände Gl. (IV.7) nicht erfüllen.

Wird die chirale Symmetrie durch die Hypercolorodynamik nicht verletzt, so kann man schließlich auch das Auftreten der verschiedenen Unterdrückungsfaktoren m/Λ in unserer Diskussion der experimentellen Grenzen für Λ (siehe Abschnitt II.1) sofort verstehen: Jeder effektive Operator, der nicht invariant unter der chiralen Symmetrie ist, muß im Limes masseloser Quarks und Leptonen verschwinden.

Nach diesen Betrachtungen über masselose Quarks und Leptonen wollen wir nun die 't Hooftschen Konsistenzbedingungen in einigen konkreten Substrukturmodellen untersuchen. Wie wir bereits in Abschnitt II.2.2 erwähnt haben, sind diese Bedingungen im Abbott-Farhi-Modell erfüllt. Da dieser Fall in der Literatur ausführlich diskutiert wurde, wollen wir uns hier auf die Modelle vom Fritzsche-Mandelbaum Typ konzentrieren. Unter der Annahme, daß die fundamentalen masselosen Fermionen vom Diractyp sind, ist für $\alpha, \alpha_s \rightarrow 0$ die gesamte globale Symmetrie in diesen Modellen von der Form^{F22)}

$$G_{HF} = SU(n_f)_L \times SU(n_f)_R \times U(1)_V \times SU(m_b) \times U(1)_b. \quad (IV.9)$$

Hierbei bezeichnet n_f (m_b) die Anzahl der fundamentalen Fermionen (Bosonen):

$$\begin{aligned} n_f &= 2, & m_b &= 4 & \text{in Schema A,} \\ n_f &= 6, & m_b &= 4 & \text{in Schema B,} \\ n_f &= 6, & m_b &= 6 & \text{in Schema C,} \end{aligned} \quad (IV.10)$$

die jeweils eine (anti)fundamentale Darstellung unter $SU(n_f)$ ($SU(m_b)$) bilden. Die vektorielle $U(1)_V$ ($U(1)_b$) Symmetrie stellt die Erhaltung der Fermion(Boson)zahl dar. Alle fundamentalen Fermionen bzw. Bosonen besitzen identische, nichtverschwindende Ladungen Q_f (Q_b) für diese Gruppe. Die aus einem Fermion und einem Boson zusammengesetzten links(rechts)händigen Spin 1/2 Fermionen F transformieren sich somit wie $(\vec{n}_f, m_b)$ unter $SU(n_f)_{L(R)} \times SU(m_b)$ und besitzen die $U(1)_b$ Ladung Q_b .

Die einzigen nicht automatisch verschwindenden Anomalien sind die $[SU(n_f)_{L(R)}]^3$, $[SU(n_f)_{L(R)}]^2 \times U(1)_V$ und $[SU(n_f)_{L(R)}]^2 \times U(1)_b$ Anomalien. Offensichtlich sind die 't Hooft Bedingungen (IV.7) für die beiden ersten erfüllt, wenn

$$n_H = n_G \cdot m_b, \quad (\text{IV.11})$$

wobei n_H die Anzahl der Hypercolorfreiheitsgrade und n_G die Anzahl der Familien an zusammengesetzten Fermionen F ist. Da sich die fundamentalen Fermionen trivial unter $SU(m_b)$ transformieren, ergibt die 't Hooft Bedingung für die $[SU(n_f)_{L(R)}]^2 \times U(1)_b$ Anomalie

$$0 = n_G Q_b m_b, \quad (\text{IV.12})$$

d.h. $n_G = 0$. Die globale chirale Symmetrie G_{HF} erlaubt somit keine masselosen zusammengesetzten Spin 1/2 Fermionen und kann deshalb nicht ungebrochen bleiben. Die Ursache hierfür liegt in der Tatsache begründet, daß alle fundamentalen Bosonen, und damit auch die zusammengesetzten Fermionen F , die gleiche $U(1)_b$ Ladung Q_b tragen, so daß sich bei der Spurbildung in (IV.6) $m_b \cdot Q_b$ ergibt.

Ein Ausweg aus dieser Situation eröffnet sich bereits, falls man annimmt, daß nur die $U(1)_b$ Gruppe spontan gebrochen wird. Dies läßt sich durch ein Hypercolor- und $SU(m_b)$ -Singulett-Kondensat aus Bosonen mit nichtverschwindender $U(1)_b$ Ladung erreichen. Da die ungebrochene chirale Restsymmetrie

$$G'_{HF} = SU(n_f)_L \times SU(n_f)_R \times U(1)_V \times SU(m_b) \quad (\text{IV.13})$$

die $U(1)_b$ Gruppe nicht mehr enthält, entfällt die Bedingung (IV.12) und

die 't Hooft Bedingungen sind erfüllt, falls Gl. (IV.11) gilt. Masselose zusammengesetzte Spin 1/2 Fermionen F sind somit erlaubt.

Im Schema A der Modelle vom Fritzsche-Mandelbaum Typ transformiert sich F wie $(\underline{2}, \underline{3}) + (\underline{2}, \underline{1})$ unter $SU(2)_{L(R)} \times SU(3)_C$ und umfaßt somit gerade die Quarks und Leptonen. Um drei masselose Generationen zu erhalten, ist nach (IV.11) $n_H = 12$ nötig. Das gleiche gilt auch in Schema B, jedoch erhalten wir hier gemäß (III.117a) zusätzlich drei Generationen masseloser Farbkottett-Partner zu den Leptonen. In Schema C muß $n_H = 18$ gelten, damit die zusammengesetzten Fermionen F masselos sein können, und neben drei Generationen an Quarks und Leptonen finden wir drei zusätzliche masselose Familien an Farbkottett-Leptonen und Farbsextett-Quarks.

Die Lösung der 't Hooft Bedingungen für Modelle vom Fritzsche-Mandelbaum Typ verdient einige zusätzliche Bemerkungen:

- 1) Durch die spontane Brechung^{F23)} der $U(1)_b$ -Symmetrie entsteht ein elektrisch neutrales Farbsingulett-Goldstone-Boson. Wir haben hier somit den Fall einer gemischten Saturierung der Anomalien von G_{HF} vor uns: Die $U(1)_b$ -Anomalie wird durch ein masseloses Goldstone-Boson, die G'_{HF} Anomalien durch masselose Spin 1/2 Fermionen saturiert. Das Goldstone-Boson koppelt infolge einer Goldberger-Treiman Relation nicht an die masselosen zusammengesetzten Spin 1/2 Fermionen F .
- 2) Durch die Brechung der $U(1)_b$ -Symmetrie darf die $U(1)_Q$ -Symmetrie der elektrischen Ladung nicht verletzt werden. Aus diesem Grund muß für $\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} U(1)_Q \subset SU(m_b)$ sein, d.h. der Operator der elektrischen Ladung ist ein Generator der $SU(m_b)$ -Gruppe und erfüllt somit die Bedingung

$$\text{Tr } Q = 0. \quad (\text{IV.14})$$

Dies kann nun dazu benutzt werden, den freien Ladungsparameter q von Tabelle II-1 zu fixieren. Wir erhalten $q = \frac{1}{2}, \frac{1}{6}$ und $\frac{1}{3}$ in Schema A, B und C. Damit stimmt der Ladungsoperator für die Fermionen α und β in Schema A mit dem dritten Generator von $SU(2)_W$ überein. In Schema C besitzen sämtliche Subkonstituenten drittelzahlige elektrische Ladungen.

3) Abschließend wollen wir noch einmal auf die bei unseren Überlegungen vorausgesetzten Annahmen hinweisen. Zunächst haben wir die Spin 0 Bosonen der betrachteten Modelle als elementar angesehen. Läßt man jedoch eine Substruktur für x und y zu, um die theoretischen Nachteile elementarer Skalare zu vermeiden, so verändert sich G_{HF} und damit auch die 't Hooft Bedingungen. Die spontane Brechung der $U(1)_b$ -Gruppe war eine notwendige Forderung, damit Quarks und Leptonen masselos sein können. Es besteht jedoch keine Garantie, daß diese Brechung tatsächlich eintritt, genausowenig wie wir garantieren können, daß die chirale Restsymmetrie G'_{HF} ungebrochen bleibt. Die 't Hooft Bedingungen liefern nur die notwendigen Voraussetzungen für dieses Verhalten.

IV.2 Quark- und Leptonmassen als elektromagnetische Selbstenergien¹⁰²⁾

Im letzten Abschnitt haben wir gesehen, daß eine ungebrochene chirale Symmetrie oder eine ungebrochene Supersymmetrie zusammen mit einer spontan gebrochenen internen Symmetrie die Ursache für das Verschwinden der Quark- und Leptonmassen sein können. Tatsächlich besitzen jedoch alle Quarks und Leptonen, eventuell mit Ausnahme der Neutrinos, endliche, wenn auch kleine Massen (verglichen mit Λ_h). Aus diesem Grund muß die Symmetrie, welche die Masselosigkeit der Fermionen garantiert, explizit verletzt sein. Ein Beispiel, wie durch explizite Brechung einer Symmetrie Masse entstehen kann, stellt die Pion-Massenerzeugung in der masselosen QCD dar. Im Limes $\alpha \rightarrow 0$ und bei verschwindenden Massen der u - und d -Quarks sind in der QCD die geladenen und neutralen Pionen, $\pi^\pm$ und π^0 , als Resultat der spontanen Brechung der globalen chiralen $SU(2)_L \times SU(2)_R$ Symmetrie masselos. Sobald $\alpha \neq 0$ ist, wird $SU(2)_L \times SU(2)_R$ zusätzlich explizit zu $U(1)_Q$ gebrochen. Während das π^0 nach wie vor masselos bleibt, erhalten die geladenen Pionen Masse durch elektromagnetische Selbstenergiekorrekturen. Mit Hilfe der PCAC Hypothese erhält man:¹⁰³⁾

$$m_{\pi^\pm}^2 = \frac{3 \ln 2}{2\pi} \alpha m_g^2 \approx (38 \text{ MeV})^2 \quad (\text{IV.15})$$

wobei $m_g \approx 770 \text{ MeV}$ die Masse des g -Mesons ist.

In diesem Abschnitt wollen wir nun versuchen, diesen Mechanismus auf Substrukturmodelle zu übertragen und die Massen der Quarks und Leptonen als

elektromagnetische Selbstenergien zu deuten. Diese Möglichkeit wird durch die starke Abhängigkeit der Fermionmassen von der elektrischen Ladung nahegelegt. Insbesondere wollen wir dabei untersuchen, ob sich die beobachtete Hierarchie in den Massen der Quarks und Leptonen (siehe Gl. (I.1) und (I.2)) dynamisch erklären läßt. Als Voraussetzung für unsere Überlegungen nehmen wir lediglich an, daß Quarks und Leptonen zusammengesetzte Objekte sind, die im Limes $\alpha_s \rightarrow 0$ durch eine Symmetrie zunächst masselos gehalten werden. Zudem nehmen wir an, daß die intermediären Vektorbosonen zusammengesetzt sind. Die $SU(2)_W$ -Symmetrie der schwachen Wechselwirkung sei eine globale Hyperflavorsymmetrie der Substrukturdynamik und die starken sowie die elektromagnetischen Wechselwirkungen fundamentale Eichkräfte, die, infolge ihrer kleinen Kopplungskonstanten bei Λ_h als kleine Störungen aufgefaßt werden können.

IV.2.1 Die Massen der Quarks und Leptonen

Wie bereits in der Einleitung zu dieser Arbeit dargelegt wurde, lassen sich die bisher beobachteten Quarks und Leptonen in drei Familien anordnen:

$$1. \text{ Familie: } \left(\begin{array}{c|c} \nu_e & u(5) \\ \hline e^-(0.5) & d(9) \end{array} \right) \quad (\text{IV.16a})$$

$$2. \text{ Familie: } \left(\begin{array}{c|c} \nu_\mu & c(1200) \\ \hline \mu^-(106) & s(180) \end{array} \right) \quad (\text{IV.16b})$$

$$3. \text{ Familie: } \left(\begin{array}{c|c} \nu_\tau & t((3 \cdots 5) \cdot 10^4)^? \\ \hline \tau^-(1784) & b(4800) \end{array} \right) \quad (\text{IV.16c})$$

Die Zahlen in den Klammern bezeichnen dabei die Massen der Teilchen in MeV, wobei die Massen der leichten Quarks typische Stromalgebrenmassen sind.⁵⁾

Die Existenz des t-Quarks in dem angegebenen Massenbereich ist noch sehr unsicher.⁷⁾ Bisher gibt es nur etwa ein Dutzend Ereignisse am CERN $p\bar{p}$ Collider,^{7,93)} die, für eine t-Quarkmasse im Bereich von 30 bis 50 GeV, mit der Hypothese $W^+ \rightarrow t\bar{b}$ konsistent sind. Von einer Etablierung des Top-Quarks in diesem Bereich ist man jedoch noch weit entfernt. Legt man konservative Maßstäbe zugrunde, so kommt der stärkste untere Grenzwert für die t-Quarkmasse aus den PETRA Experimenten:¹⁰⁴⁾

$$m_t > 23 \text{ GeV.} \quad (\text{IV.17})$$

Für die Massen der Neutrinos gibt es aus den Teilchenphysikexperimenten bisher nur relativ ungenaue obere Grenzen:^{5,6)}

$$m_{\nu_e} < 46 \text{ eV}, \quad m_{\nu_\mu} < 0.5 \text{ MeV}, \quad m_{\nu_\tau} < 70 \text{ MeV}, \quad (\text{IV.18})$$

während man eine wesentlich niedrigere obere Grenze von $\sum_i m_{\nu_i} < 100 \text{ eV}$ aus astrophysikalischen Überlegungen erhält.¹⁰⁵⁾

Betrachtet man nun das Fermionmassenspektrum in (IV.16) etwas genauer, so stellt man folgende Tatsachen fest:

- a) Quark- und Leptonenmassen weisen eine hierarchische Struktur auf. Die Massenverhältnisse der Fermionen gleicher elektrischer Ladungen sind

$$\begin{aligned} \frac{m_s}{m_d} &\approx 20, \quad \frac{m_b}{m_s} \approx 27, \quad \frac{m_\tau}{m_\mu} \approx 17, \\ \frac{m_c}{m_u} &\approx 240, \quad \frac{m_t}{m_c} \approx 19, \quad \frac{m_\mu}{m_e} \approx 207. \end{aligned} \quad (\text{IV.19})$$

Alle geladenen Fermionen der ersten Familie (e, u, d) sind leichter als die entsprechenden Mitglieder der zweiten Familie (μ , c, s) und diese sind wiederum leichter als die Mitglieder der dritten Familie (τ , t, b). Alle Massenverhältnisse, mit Ausnahme von $\frac{m_c}{m_u}$ und $\frac{m_\mu}{m_e}$ sind von der Ordnung 20.

- b) Innerhalb der einzelnen Familien sind die Massenverhältnisse der Quarks mit Ladung $2/3$ und $-1/3$ durch

$$\frac{m_u}{m_d} \approx 0.6, \quad \frac{m_c}{m_s} \approx 6.5, \quad \frac{m_t}{m_b} \approx 4.8 \quad (\text{IV.20})$$

gegeben, d.h. die Quarks der zweiten und dritten Generation mit Ladung $2/3$ sind schwerer als ihre Partner mit Ladung $-1/3$, während dies für die erste Generation genau umgekehrt ist.

- c) Wie wir bereits wiederholt festgestellt haben, sind die Masseneigenzustände der Quarks nicht mit den Eigenzuständen der schwachen Wechsel-

wirkung identisch. Die entsprechenden Mischungswinkel sind alle ziemlich klein.⁷²⁾

- d) Das Massenspektrum der Quarks und Leptonen besitzt keine auch nur annähernd gültige Symmetrie. Die Massen der Fermionen weisen starke Fluktuationen auf, scheinen jedoch mit der elektrischen Ladung der Fermionen korreliert zu sein. Die elektrisch neutralen Neutrinos besitzen keine (oder höchstens eine winzige) Masse; die Massen der Quarks mit Ladung $2/3$ sind mit Ausnahme der ersten Generation wesentlich größer als die Massen ihrer Partner mit Ladung $-1/3$.

IV.2.2 Fermionmassen als elektromagnetische Selbstenergien

Bei Abwesenheit der starken und elektromagnetischen Wechselwirkungen werden Quarks und Leptonen durch eine Symmetrie masselos gehalten. Neben diesen 12 Zuständen mit Masse Null gibt es jedoch noch eine unendliche Anzahl von zusammengesetzten Fermionen mit einer Masse der Größenordnung $\Lambda_h \sim 0(1 \text{ TeV})$ oder mehr, die als Anregungen der Quarks und Leptonen aufgefaßt werden können. Sobald nun die elektromagnetische Wechselwirkung eingeführt wird, erhalten Quarks und Leptonen eine elektromagnetische Selbstenergie (siehe Fig. IV-2, i und j bezeichnen dabei die Quark- und Leptonzustände, n die schweren Zwischenzustände; die Wellenlinie repräsentiert das Photon), wobei die schweren Fermionen mit Masse $\sim 1 \text{ TeV}$ als Zwischenzustände auftreten. Diese Selbstenergie ist infolge eines Cutoffs der Ordnung Λ_h , der durch den nichtverschwindenden Radius $r \sim 1 \text{ TeV}^{-1}$ der Leptonen und Quarks entsteht, endlich. Um jedoch zu verhindern, daß sie verschwindet, dürfen die schweren Zustände nicht in Paritätsdubletts angeordnet sein. In einem supersymmetrischen Modell muß zudem zur Umgehung des Nichtrenormierungstheorems³¹⁾ die Supersymmetrie gebrochen werden. Hierbei ist aus zwei Gründen eine explizite Brechung vorzuziehen: zum einen würde eine spontane Brechung zu unerwünschten Goldstino-Teilchen führen, zum anderen kann eine Kopplung an die Supergravitation auf sehr natürliche Weise zu expliziten Brechungstermen führen. Wir wollen hier speziell annehmen, daß die Supersymmetrie durch eine Masse $\mu_p \sim 0(\Lambda_h)$ des Photinos (Photino: supersymmetrischer Partner des Photons) gebrochen wird.^{F24)}

Bis jetzt haben wir nur die elektromagnetische Selbstenergie betrachtet.



Fig. IV-2

Führt man ähnliche Überlegungen wie oben auch für die starken Wechselwirkungen durch, so stellt man jedoch fest, daß die QCD-Selbstenergie sehr modellabhängig ist, im Gegensatz zur elektromagnetischen Selbstenergie. Falls sie bei der Massenerzeugung der Quarks und Leptonen eine wichtige Rolle spielen würde, so wäre die Massendifferenz innerhalb der $SU(2)_W$ -Doublets klein verglichen mit der gemittelten Masse des Doublets, d.h., es wäre z.B. $m_t - m_b \ll \frac{1}{2} (m_t + m_b)$. Dies ist jedoch nicht der Fall, vielmehr beobachten wir eine starke Abhängigkeit der Masse von der elektrischen Ladung. Hieraus muß notwendigerweise geschlossen werden, daß der Beitrag der starken Wechselwirkung zur Masse der Quarks und Leptonen klein gegenüber dem Beitrag der elektromagnetischen Wechselwirkung ist. In supersymmetrischen Modellen läßt sich dies sehr leicht erreichen. Falls das Gluino, der supersymmetrische Partner des Gluons, eine Masse $\mu_G \ll \mu_p$ besitzt, so ist die QCD-Selbstenergie gegenüber der elektromagnetischen Selbstenergie unterdrückt und für $\mu_G = 0$ würde sie sogar vollständig verschwinden. Einen anderen Mechanismus hierfür gibt es eventuell auch in Modellen, in denen der Farbfreiheitsgrad nur von einem skalaren Subkonstituenten getragen wird.^{44,45)} In diesem Fall kann die Gluonselbstenergie in der renormierten Masse dieses Subkonstituenten absorbiert werden, die unter Umständen aus Symmetriegründen verschwindet. Im folgenden werden wir deshalb annehmen, daß nur die QED Wechselwirkung verantwortlich für die Erzeugung der Quark- und Leptonmassen ist.

IV.2.3 Führende Terme in der Massenerzeugung

Wir wollen nun das Selbstenergiediagramm für die Fermionen (Fig. IV-2) etwas detaillierter betrachten. Im Prinzip werden unendlich viele Zustände mit Masse $\gg 0(1 \text{ TeV})$ als Zwischenzustände beitragen. Da wir jedoch keine

Detailinformationen über diese Fermionen besitzen (z.B. welche Objekte Spin 1/2 oder 3/2 aufweisen), gibt es keine Möglichkeit, das Selbstenergiediagramm exakt zu berechnen. Man kann jedoch erwarten, daß der leichteste beitragende Zustand dominieren wird, ähnlich wie in der Hadronenphysik die Selbstenergie der geladenen Pionen bzw. des Protons durch die leichtesten möglichen Zwischenzustände $Q(A_1)$ bzw. Δ dominiert wird. Unter dieser Annahme ist dann die resultierende 3×3 Fermionmassenmatrix von der Form:

$$M = \frac{\alpha}{\pi} Q^2 K \Lambda_h \begin{pmatrix} |f_1^{(n)}|^2 & f_1^{(n)*} f_2^{(n)} & f_1^{(n)*} f_3^{(n)} \\ f_1^{(n)} f_2^{(n)*} & |f_2^{(n)}|^2 & f_2^{(n)*} f_3^{(n)} \\ f_1^{(n)} f_3^{(n)*} & f_2^{(n)} f_3^{(n)*} & |f_3^{(n)}|^2 \end{pmatrix} + O(\alpha^2) \quad (\text{IV.21})$$

Q ist hierbei die elektrische Ladung des Fermions und K ein Parameter der Ordnung eins, der von den Formfaktoren für den Übergang abhängt. Die Elemente des Vektors

$$\vec{f}^{(n)} = \begin{pmatrix} f_1^{(n)} \\ f_2^{(n)} \\ f_3^{(n)} \end{pmatrix} \quad (\text{IV.22})$$

sind ein Maß für die Stärke des Übergangs $\langle i | j_\mu^{\text{em}} | n \rangle$, wobei $|i\rangle$ einen Quark- oder Leptonzustand, $|n\rangle$ den schweren Zwischenzustand (siehe Fig. IV-2) und j_μ^{em} den elektromagnetischen Strom bezeichnet. Es erweist sich als nützlich, M mit Hilfe der Matrix

$$A = \begin{pmatrix} f_1^{(n)} & f_2^{(n)} & f_3^{(n)} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots \end{pmatrix} \quad (\text{IV.23})$$

umzuschreiben. Das Resultat hiervon ist

$$M = \frac{\alpha}{\pi} Q^2 K \Lambda_h (A^\dagger A) + O(\alpha^3). \quad (\text{IV.24})$$

Dies zeigt, daß M vom Rang 1 ist und die Diagonalisierung ergibt:

$$M = \frac{\alpha}{\pi} Q^2 K \Lambda_h |\vec{f}^{(n)}|^2 \text{diag}(0, 0, 1) + O(\alpha^2). \quad (\text{IV.25})$$

Unter den obigen Annahmen (ein Zwischenzustand dominiert, $O(\alpha^2)$ Terme und andere Beiträge werden vernachlässigt) erhält somit nur eine Generation von Quarks und Leptonen eine nichtverschwindende Masse. Wir identifizieren sie mit der dritten Familie (t, b, τ).

Sobald wir die Dominanz der Fermionselbstenergie durch einen einzigen Zustand aufgeben, wird M nicht mehr vom Rang 1 sein. Im Fall von zwei Zwischenzuständen ($|n\rangle$ und $|m\rangle$) wird auch die zweite Reihe von A in Gl. (IV.23) ungleich Null sein

$$A = \begin{pmatrix} f_1^{(n)} & f_2^{(n)} & f_3^{(n)} \\ f_1^{(m)} & f_2^{(m)} & f_3^{(m)} \\ 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots \end{pmatrix} \quad (\text{IV.23'})$$

und M ist vom Rang 2. Damit ist immer noch einer der drei Eigenwerte gleich Null, aber sowohl die dritte wie auch die zweite Familie sind nun massiv. Das Verhältnis der beiden nichtverschwindenden Eigenwerte, und damit die Größe der Hierarchie der Quark- und Leptonmassen, hängt dabei davon ab, wie gut das Selbstenergiendiagramm durch einen Zwischenzustand dominiert wird, d.h. von der Größe des Verhältnisses $f_i^{(m)}/f_i^{(n)}$, $i = 1, 2, 3$. Falls diese Größen klein gegen Eins sind, ergibt die Diagonalisierung der Massenmatrix:

$$M = \frac{\alpha}{\pi} Q^2 K \Lambda_h |\vec{f}^{(n)}|^2 \text{diag}(0, Y, Z) + O(\alpha^2) \quad (\text{IV.26a})$$

mit

$$Y = \frac{|\vec{f}^{(n)} \times \vec{f}^{(m)}|^2}{|\vec{f}^{(m)}|^4}, \quad (\text{IV.26b})$$

$$Z = 1 + \frac{|\vec{f}^{(m)}|^2}{|\vec{f}^{(n)}|^2} - Y, \quad Y \ll Z, \quad (\text{IV.26c})$$

Gl. (IV.26b) zeigt jedoch, daß die Hierarchie der Fermionmassen nicht nur von der Größe des Verhältnisses $f_i^{(m)}/f_i^{(n)}$, sondern auch von der relativen Orientierung der Vektoren $\vec{f}^{(m)}$ und $\vec{f}^{(n)}$ abhängt: Y verschwindet, falls die beiden Vektoren parallel zueinander sind.

Falls schließlich mehr als zwei Zwischenzustände beitragen und damit die dritte Reihe (und eventuell weitere) von A ungleich Null ist, so besitzt M Rang 3 und auch die erste Generation erhält eine nichtverschwindende Masse. Für drei Zwischenzustände ($|n\rangle$, $|m\rangle$ und $|p\rangle$) ergibt die Diagonalisierung der Massenmatrix ($f_i^{(p)} \ll f_i^{(m)} \ll f_i^{(n)}$):

$$M = \frac{\alpha}{\pi} Q^2 K \wedge_h |\vec{f}^{(n)}|^2 \text{diag} (X', Y', Z') + O(\alpha^2) \quad (\text{IV.27a})$$

mit

$$X' = \frac{|\vec{f}^{(p)} (\vec{f}^{(n)} \times \vec{f}^{(m)})|^2}{|\vec{f}^{(n)}|^2 |\vec{f}^{(n)} \times \vec{f}^{(m)}|^2} \quad , \quad (\text{IV.27b})$$

$$Y' = \frac{|\vec{f}^{(n)} \times \vec{f}^{(m)}|^2}{|\vec{f}^{(n)}|^4} + \frac{|\vec{f}^{(m)} \times \vec{f}^{(p)}|^2}{|\vec{f}^{(m)}|^4} - X' \quad , \quad (\text{IV.27c})$$

$$Z' = 1 + \frac{|\vec{f}^{(m)}|^2}{|\vec{f}^{(n)}|^2} + \frac{|\vec{f}^{(p)}|^2}{|\vec{f}^{(m)}|^2} - Y' - X' \quad . \quad (\text{IV.27d})$$

Gl. (IV.27b) zeigt, daß X' nur dann ungleich Null ist, falls $\vec{f}^{(p)}$ nicht in der durch $\vec{f}^{(n)}$ und $\vec{f}^{(m)}$ aufgespannten Ebene liegt. ^{F25)}

Die Situation ist somit wie folgt: Wir haben gefunden, daß die Hierarchie der Fermionmassen davon abhängt, wie stark das Selbstenergiediagramm (Fig. IV-2) durch einen (oder mehrere) Zustände dominiert wird. Da die Kopplungskonstanten $f_i^{(j)}$, $i = 1, 2, 3$, $j = n, m, p \dots$, im Quadrat eingehen und die Massen der ersten und zweiten Generation auch von der relativen Orientierung der Vektoren $\vec{f}^{(j)}$ in einem dreidimensionalen Raum abhängen, sind keine großen Unterschiede in den Kopplungskonstanten $f_i^{(j)}$ notwendig, um die beobachtete Hierarchie in den Fermionmassen von einem Faktor ~ 20 zu reproduzieren. Die Neutrinos bleiben zu $O(\alpha)$ als elektrisch neutrale Teilchen masselos. Für die Quarks erhält man die folgenden Massenrelationen:

$$\frac{m_u}{m_d} = \frac{m_c}{m_s} = \frac{m_t}{m_b} = \frac{(2/3)^2}{(-1/3)^2} = 4 \quad (\text{IV.28})$$

Die Massenmatrizen der Quarks vom Up- und vom Down-Typ sind bis auf einen Faktor 4 identisch, so daß keine K-M-Mischungswinkel in dieser Approximation existieren. Die Ursache für den Faktor 4 in (IV.28) wie auch für die

Abwesenheit der schwachen Mischungswinkel ist die globale $SU(2)_W$ Invarianz der Übergangsmatrixelemente $\langle i | j_{\mu}^{em} | n \rangle$, die dafür sorgt, daß sowohl die Kopp-
lungsparameter $f_i^{(j)}$ wie auch der Parameter K unabhängig von der Ladung der
Fermionen in den $SU(2)_W$ -Dubletts sind.^{F26)} Um Abweichungen von (IV.28)
und nichtverschwindende K-M-Winkel zu erhalten, muß diese $SU(2)_W$ Invarianz
verletzt werden. Dies geschieht durch elektromagnetische Effekte der Ord-
nung α^2 .

IV.2.4 Korrekturen höherer Ordnung und schwache Mischungswinkel

Nach ihrer Diagonalisierung kann die Fermionmassenmatrix zu $O(\alpha)$ in der
Form

$$M_1 = \frac{\alpha}{\pi} Q^2 K \wedge_h \text{diag}(\gamma c^2, \beta b^2, a^2) \quad (\text{IV.29})$$

dargestellt werden, wobei a^2 , b^2 und c^2 Zahlen der Größenordnung eins sind.
Weiterhin haben wir die Parameter β und γ eingeführt, die ein Maß für die
Hierarchie der Fermionmassen sind. Phänomenologisch ist $\beta \sim \frac{1}{20}$, $\gamma \leq \beta^2$.
Die Matrix der $O(\alpha^2)$ Korrekturen besitzt keine so einfache Struktur wie
die Massenmatrix zu $O(\alpha)$. Der Grund hierfür ist, daß viele Diagramme zu
 $O(\alpha^2)$ beitragen; einige von ihnen sind in Fig. IV-3 gezeigt. Wir verwen-
den deshalb für die Massenmatrix M_2 zu $O(\alpha^2)$ (in der Basis, in der M_1 dia-
gonal ist) den allgemeinen Ansatz

$$M_2 = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 Q^4 K \wedge_h \cdot \mathcal{G} \quad , \quad (\text{IV.30})$$

wobei $\mathcal{G}$ eine allgemeine hermitesche 3×3 Matrix ist. Im folgenden werden
wir nun die Gesamtmassenmatrix zu $O(\alpha^2)$, $M = M_1 + M_2$, diagonalisieren und
die Eigenwerte nach Potenzen von $\frac{\alpha}{\pi}$ entwickeln. Zunächst werden wir dabei
annehmen, daß $\gamma = \beta^2$ ist. Da numerisch $\beta^2 \approx \frac{\alpha}{\pi}$ ist, bedeutet dies, daß so-
wohl der dritte Zwischenzustand als auch die $O(\alpha^2)$ Korrekturen etwa gleich
stark zur Masse der ersten Familie beitragen. Berücksichtigt man diese Tat-
sache in der Entwicklung (Terme der Ordnung $\beta^{-2}(\frac{\alpha}{\pi})^3$ sind z.B. von dersel-
ben Größe wie Terme der Ordnung $(\frac{\alpha}{\pi})^2$) und bezeichnet mit g_{ij} , $i, j = 1, 2, 3$
die Beträge der Matrixelemente von $\mathcal{G}$, so erhält man für die Massen
 m_k der k-ten Familie:



Fig. IV-3

$$m_1 = \frac{\alpha}{\pi} Q^2 K \Lambda_h \left\{ \beta^2 c^2 + \frac{\alpha}{\pi} Q^2 g_{11} - \beta^{-1} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 Q^4 \frac{g_{12}^2}{b^2} - \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 Q^4 \left(\frac{g_{12}^2}{a^2} + \frac{g_{12}^2 c^2}{b^4} \right) + \beta^{-2} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3 Q^6 \frac{g_{12}^2}{b^4} (g_{22} - g_{11}) + \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 Q^4 h_{11} \right\} \quad (IV.31a)$$

$$m_2 = \frac{\alpha}{\pi} Q^2 K \Lambda_h \left\{ \beta b^2 + \frac{\alpha}{\pi} Q^2 g_{22} + \beta^{-1} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 Q^4 \frac{g_{12}^2}{b^2} - \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 Q^4 \left(\frac{g_{12}^2}{a^2} - \frac{g_{12}^2 c^2}{b^4} \right) - \beta^{-2} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3 Q^6 \frac{g_{12}^2}{b^4} (g_{22} - g_{11}) + \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 Q^4 h_{22} \right\} \quad (IV.31b)$$

$$m_3 = \frac{\alpha}{\pi} Q^2 K \Lambda_h \left\{ a^2 + \frac{\alpha}{\pi} Q^2 g_{33} + \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 Q^4 \frac{g_{12}^2 + g_{21}^2}{a^2} + \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 Q^4 h_{33} \right\} \quad (IV.31c)$$

Die Parameter h_{ii} repräsentieren hierbei die diagonalen Matrixelemente der Massenmatrix zu $O(\alpha^1)$, die jedoch in der betrachteten Ordnung nicht zu den schwachen Mischungswinkeln beitragen.

Die Korrekturen höherer Ordnung führen zu folgenden Effekten:

a) Die Massenrelationen (IV.28) werden verletzt. Da g_{ii} positiv ist, erwartet man, daß $m_c/m_s > 4$ und $m_t/m_b > 4$. In den Ausdruck für m_l gehen hingegen Terme mit unterschiedlichen Vorzeichen, aber ähnlicher Größe ein, so daß es von der Größe von g_{11} und g_{12} abhängt, ob $m_u/m_d > 4$ oder ob $m_u/m_d < 4$ ist. Eine Entwicklung der Massenverhältnisse nach Potenzen von α ergibt ($\tilde{g}_{ij} = g_{ij}/9$):

$$\frac{m_u}{m_d} = 4 + 12 \frac{\tilde{g}_{11}}{\tilde{g}_{11} + \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^{-1} \beta^2 c^2} - 60 \beta^{-1} \frac{\alpha}{\pi} \frac{\tilde{g}_{12}^2}{b^2} \left(\tilde{g}_{11} + \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^{-1} \beta^2 c^2 \right)^{-1} + \dots \quad (IV.32a)$$

$$\frac{m_c}{m_s} = 4 + 12\beta^{-1} \frac{\alpha}{\pi} \frac{\tilde{g}_{22}}{b^2} + 60\beta^{-2} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \frac{\tilde{g}_{22}^2}{b^4} + 4\beta^{-2} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \frac{\tilde{g}_{22}^2}{b^4} + \dots \quad (\text{IV.32b})$$

$$\frac{m_t}{m_b} = 4 + 12 \frac{\alpha}{\pi} \frac{\tilde{g}_{22}}{a^2} + 60 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \frac{\tilde{g}_{22}^2 + \tilde{g}_{23}^2 + h_{33} a^2/81}{a^4} + 4 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \frac{\tilde{g}_{22}^2}{a^4} + \dots \quad (\text{IV.32c})$$

Der relativ große Faktor 60 vor dem dritten Term in (IV.32a) ist in der Lage m_u/m_d beträchtlich zu reduzieren. Für $\beta \sim \frac{1}{20}$ ist er auf natürliche Weise von der gleichen Größenordnung wie die Summe der beiden ersten Terme und es ist ohne Schwierigkeiten möglich, daß $m_u < m_d$ ist. Eine ähnliche Überlegung für m_c/m_s ergibt für $\tilde{g}_{22} \approx 1 \dots 2$ eine Korrektur von etwa 25 ... 50 %, so daß $m_c/m_s \sim 5 \dots 6$ in Übereinstimmung mit den Daten.⁵⁾ Das Verhältnis m_t/m_b schließlich wird wahrscheinlich weniger stark durch die $O(\alpha^2)$ Korrekturen beeinflusst als die anderen Quarkmassenverhältnisse (siehe Abschnitt IV.2.5).

Alternativ zu (IV.32) können wir auch die Massenaufspaltung der Quarks gleicher elektrischer Ladung betrachten. Da die $O(\alpha^2)$ Korrekturen, infolge der größeren Ladung für Quarks vom Up-Typ viel größer als für Quarks vom Down-Typ sind, wird m_c/m_u hierdurch stärker als m_s/m_d beeinflusst und es ist leicht zu erklären, warum $m_c/m_u \gg m_s/m_d$ ist. Die geladenen Leptonen tragen sogar noch eine größere elektrische Ladung als die Quarks vom Up-Typ, so daß wir für m_μ/m_e mit einem ähnlichen Ergebnis wie für m_c/m_s rechnen können.

b) Da M_2 proportional zu Q^4 , M_1 aber proportional zu Q^2 ist, sind die Massenmatrizen $M_{U,D} = (M_1 + M_2)_{U,D}$ der Quarks vom Up- und Down-Typ nicht mehr proportional zueinander, so daß nichtverschwindende K-M-Mischungswinkel entstehen. Bezeichnet man mit R_U und R_D die unitären Diagonalisierungsmatrizen von M_U und M_D

$$R_U M_U R_U^{-1} = \text{diag}(m_u, m_c, m_t), \quad (\text{IV.33a})$$

$$R_D M_D R_D^{-1} = \text{diag}(m_d, m_s, m_b), \quad (\text{IV.33b})$$

so ist die Kobayashi-Maskawa-Matrix V (siehe (III.132)) durch

$$V = R_U R_D^{-1} \quad (\text{IV.34})$$

gegeben. Nach geeigneter Redefinition der Phasen der Quarkfelder kann V in der Standardform (III.132) dargestellt werden. Unter Benutzung der Eigenwerte (IV.31) erhält man schließlich für die Winkel θ_i , $i = 1, 2, 3$ ($0 \leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2}$) in führender Ordnung

$$\sin \theta_1 \approx 3\beta^{-1} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right) \frac{\tilde{q}_{12}}{b^2} \left(1 - 5\beta^{-1} \frac{\alpha}{\pi} \frac{\tilde{q}_{12} - \tilde{q}_{11}}{b^2} + \beta \frac{c^2}{b^2} \right), \quad (\text{IV.35a})$$

$$\sin \theta_1 \cdot \sin \theta_3 \approx 3 \frac{\alpha}{\pi} \frac{\tilde{q}_{12}}{a^2} \approx \sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2. \quad (\text{IV.35b})$$

Der Winkel θ_1 stimmt mit dem Cabibbowinkel θ_C für zwei Generationen überein. Gl. (IV.35a) kann mit Hilfe von $\beta^{-1} \approx m_s/m_d$ noch etwas umgeformt werden:

$$\sin \theta_C = 3 \frac{\alpha}{\pi} \frac{m_s}{m_d} O(1). \quad (\text{IV.36})$$

Mit $m_s/m_d \approx 20$ erhält man hieraus die korrekte Größenordnung für $\sin \theta_C$ (experimentell: $\sin \theta_C \approx 0.23$). Setzt man (IV.35a) in (IV.35b) ein, so erhält man zu Ordnung β :

$$\sin \theta_2 = \sin \theta_3 = \beta \frac{\tilde{q}_{12}}{q_{12}} \frac{b^2}{a^2} \sim O\left(\frac{1}{20}\right), \quad (\text{IV.37})$$

d.h. θ_2 und θ_3 sollten beträchtlich kleiner als θ_1 sein. Die Entartung der beiden Mischungswinkel wird zu $O(\alpha/\pi)$ aufgehoben und man findet

$$\sin \theta_2 = \sin \theta_3 + 3 \frac{\alpha}{\pi} \frac{\tilde{q}_{12}}{a^2}, \quad (\text{IV.38})$$

d.h. wir erwarten $\theta_2 > \theta_3$. Dies wird durch eine Analyse der B-Mesonzerfälle bestätigt.¹⁰⁷⁾ Schließlich können wir noch die CP verletzende Phase δ angeben. In der Konvention von (III.132) erhält man zu $O(\alpha)$ $\delta = \pi$, so daß keine CP Verletzung auftritt. Es ist jedoch zu erwarten, daß bei Berücksichtigung von Termen höherer Ordnung in der Entwicklung der Matrixelemente von V CP-verletzende Terme erzeugt werden.

Da θ_2 und θ_3 relativ klein sind, sollte die Lebenszeit der B-Mesonen ziemlich groß sein, falls unsere Überlegungen richtig sind. Das Matrixelement $|V_{bu}|$ für den Übergang $b \rightarrow u$ ist durch (IV.35b) gegeben. Für $|V_{bc}|$, das die Stärke des $b \rightarrow c$ Übergangs mißt, erhalten wir zu $O(\alpha)$

$$|V_{bc}| \approx 3 \frac{\alpha}{\pi} \frac{\tilde{g}_{23}}{a^2} \quad , \quad (IV.39)$$

d.h., wir erwarten $|V_{bc}| \approx 0(10^{-2})$ und damit eine Lebenszeit für B-Mesonen von der Größenordnung 10^{-12} s. Dies hat sich als zutreffend erwiesen. Experimente bei PEP und PETRA ergaben¹⁰⁸⁾

$$\tau(B) = (1.5 \pm 0.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-12} \text{ s} \quad , \quad (IV.40a)$$

entsprechend

$$|V_{bc}| = 0.054^{+0.024}_{-0.011} \quad . \quad (IV.40b)$$

Zudem wurde $|V_{bu}/V_{bc}| \leq 0.16$ gefunden,¹⁰⁸⁾ so daß g_{23} notwendigerweise etwas größer als g_{13} sein muß.

Bis jetzt hatten wir angenommen, daß der dritte Zwischenzustand des Ein-Loop-Diagramms (Fig. IV-2) und die $O(\alpha^2)$ Korrekturen etwa gleich stark zur Masse der ersten Generation beitragen, d.h. es war $\gamma \approx \beta^2$. Abschließend wollen wir nun untersuchen, was geschieht, falls die $O(\alpha^2)$ Korrekturen gegenüber dem Beitrag des dritten Zwischenzustandes dominieren, d.h. $\gamma \approx 0$ ist. Da θ_2 und θ_3 klein sind, werden wir die Analyse der K-M-Matrix V für den vereinfachten Fall von nur zwei Quark-Generationen (entspricht $\theta_2 = \theta_3 = 0$) durchführen. Da jetzt ein freier Parameter weniger vorhanden ist, können wir bei gegebenen Quarkmassen m_u , m_d , m_s und m_c den Cabibbo-Winkel θ_c exakt vorhersagen. Durch Diagonalisierung der Massenmatrix $\tilde{M} = \tilde{M}_1 + \tilde{M}_2$, wobei $\tilde{M}_1$, $\tilde{M}_2$ die entsprechenden 2×2 Submatrizen von (IV.29) (mit $\gamma = 0$) und (IV.30) sind, erhält man

$$\tan \theta_c = \frac{\tan \varphi_d - \tan \varphi_u}{1 + \tan \varphi_d \tan \varphi_u} \quad , \quad (IV.41a)$$

wobei

$$\tan \varphi_d = \frac{m_d - k_1}{k_2} \quad , \quad \tan \varphi_u = \frac{m_u - 16 k_1}{16 k_2} \quad , \quad (IV.41b)$$

$$k_1 = \frac{256 m_s m_d - m_c m_u}{256(m_s + m_d) - 16(m_c + m_u)} \quad , \quad (IV.41c)$$

$$k_2^2 = k_1 (m_s + m_d - k_1) - m_s m_d \quad . \quad (\text{IV.41d})$$

In Tabelle IV-1 haben wir unsere Resultate für $\sin \theta_C$ für einige typische Werte der Quarkmassen zusammengestellt. Die Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von $\sin \theta_C \approx 0.23$ ist gut bis sehr gut.

Tabelle IV-1

$m_u = 4 \text{ MeV}, m_d = 7.5 \text{ MeV}$			$m_u = 5 \text{ MeV}, m_d = 9 \text{ MeV}$		
$m_s [\text{MeV}]$	$m_c [\text{MeV}]$	$\sin \theta_C$	$m_s [\text{MeV}]$	$m_c [\text{MeV}]$	$\sin \theta_C$
150	1 200	0.226	150	1 300	0.229
165	1 200	0.235	165	1 350	0.231
180	1 250	0.234	180	1 350	0.240

IV.2.5 Masse des Top-Quarks

Unser Bild der Quark- und Leptonmassen als elektromagnetische Selbstenergien erlaubt uns auch die Masse des Top-Quarks innerhalb enger Grenzen vorherzusagen. In niedrigster Ordnung ergibt sich mit $m_b = 4.8 \text{ GeV}$ und Gl. (IV.28) $m_t = 4 m_b = 19.2 \text{ GeV}$. Diese Relation wird jedoch, wie wir festgestellt haben, durch Korrekturen der Ordnung α^2 verletzt. Setzt man $g_{33}/g_{23} = \tilde{K}$ und vernachlässigt den Term proportional zu h_{33} , so erhalten wir aus Gl. (IV.32c), (IV.35b) und (IV.39) für m_t/m_b den Ausdruck

$$\frac{m_t}{m_b} \approx 4 + 4 \tilde{K} |V_{bc}| + \frac{20}{3} |V_{bu}|^2 + \left(\frac{20}{3} + \frac{4}{9} \tilde{K}^2 \right) |V_{bc}|^2 \quad . \quad (\text{IV.42})$$

Für $\tilde{K} = 1 \dots 3$ und $|V_{bc}| = 0.05 \dots 0.08$ ergibt dies $m_t/m_b \approx 4.22 \dots 5.04$, d.h. $m_t \approx 20.3 \dots 24.2 \text{ GeV}$. Das Verhältnis m_t/m_b ist somit auf jeden Fall beträchtlich kleiner als $m_c/m_s \approx 6.5$ und wir erwarten nicht, daß m_t/m_b größer als etwa 5.5 ist, d.h. $m_t \leq 27 \text{ GeV}$. Unsere Hypothese der Quark- und Leptonmassen als elektromagnetische Selbstenergien ist damit konsistent mit der unteren Grenze von $m_t \geq 23 \text{ GeV}$ aus den PETRA-Experimenten.¹⁰⁴⁾ Sollte sich jedoch erweisen, daß das Top-Quark erheblich schwerer als 27 GeV

ist, wie man aufgrund einiger am CERN Collider gefundener Ereignisse, die für $m_t = 30 \dots 50$ GeV mit dem Prozeß $W^+ \rightarrow t\bar{b}$ konsistent sind, vermuten könnte,⁷⁾ so wäre eine Interpretation der Fermionmassen als elektromagnetische Selbstenergien ziemlich schwierig.

IV.2.6 "Flavorändernde" Prozesse

Ein wesentlicher Konsistenztest für unsere Hypothese der Fermionmassenerzeugung sind seltene flavorändernde Prozesse, wie $\mu \rightarrow e\gamma$ oder der Beitrag zum anomalen magnetischen Moment $g-2$ der Leptonen. Man überzeugt sich leicht, daß in niedrigster Ordnung q^2 der effektive Lagrangeoperator $\mathcal{L}_{\text{eff}}$ für die magnetischen Momente und Übergänge vom Typ $l_j^+ \rightarrow l_i^+ \gamma$ von der Form

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{e}{\Lambda_h^2} \bar{\psi} M \sigma_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \psi \quad (\text{IV.43})$$

ist, wobei $\psi^t = (e', \mu', \tau')$ (der Strich deutet an, daß es sich hierbei um die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung handelt) und M die Massenmatrix bezeichnet. Damit wird $\mathcal{L}_{\text{eff}}$ simultan mit dem Massenterm $\bar{\psi} M \psi$ im Lagrangeoperator diagonalisiert, d.h. $\mu \rightarrow e\gamma$ ist in dieser Ordnung verboten. Korrekturen höherer Ordnung geben dann höchstens

$$\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma) \sim \alpha \frac{m_\mu^2}{\Lambda_h^4} \quad (\text{IV.44})$$

und die experimentelle Grenze von $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) < 2 \cdot 10^{-10}$ wird für $\Lambda_h \sim 0(1 \text{ TeV})$ respektiert. Nach der Diagonalisierung von (IV.43) ist $\mathcal{L}_{\text{eff}}$ von der Form (II.13), so daß, wie wir in Abschnitt II.1 ausführlich dargelegt haben, für $\Lambda_h \sim 0(1 \text{ TeV})$ die experimentellen Schranken für $(g-2)_{e,\mu}$ nicht verletzt werden. Andere flavorändernde Prozesse wie z.B. die $K_L - K_S$ Massendifferenz oder $K_L \rightarrow e\mu$ sind durch einen ähnlichen Mechanismus wie $\mu \rightarrow e\gamma$ unterdrückt.

IV.2.7 Zusammenfassung

Ausgehend von relativ allgemeinen Voraussetzungen haben wir in diesem Abschnitt untersucht, ob Quark- und Leptonmassen sich als elektromagnetische Selbstenergien deuten lassen. Wir fanden, daß die beobachtete Hierarchie der Fermionmassen davon abhängt, wie gut das Selbstenergiendiagramm durch

einen oder mehrere schwere Zwischenzustände mit Masse ~ 1 TeV dominiert wird. Nichtverschwindende K-M-Mischungswinkel entstehen durch elektromagnetische Korrekturen der Ordnung α^2 , die hauptsächlich die Massen der ersten und zweiten und nur in geringerem Maße die Masse der dritten Generation beeinflussen. Dies erklärt auch die relativ großen Abweichungen der Verhältnisse m_u/m_d und m_c/m_s von der Relation $m_{2/3}/m_{-1/3} = 4$ zu $O(\alpha^2)$. Die Masse des Top-Quarks sollte im Bereich $m_t \approx 20 \dots 27$ GeV liegen und damit nur wenig größer als die gegenwärtige untere Grenze von $m_t \gtrsim 23$ GeV sein. Für das B-Meson erwarten wir eine Lebenszeit der Größenordnung 10^{-12} s, die zwischenzeitlich vom Experiment bestätigt wurde. In einem etwas vereinfachten Modell gelang es, den Cabibbo-Winkel bei gegebenen Massen für die Quarks der beiden ersten Generationen sehr gut zu reproduzieren. Seltene, flavorändernde Prozesse stellen für diesen Mechanismus der Massenerzeugung kein Problem dar, da die relevanten effektiven Lagrangeoperatoren simultan mit dem Massenoperator diagonalisiert werden.

IV.3 Phänomenologie farboxotischer und angeregter Quarks und Leptonen

In Abschnitt IV.1 haben wir gefunden, daß in einigen Modellen nicht nur Quarks und Leptonen, sondern auch deren farboxotische Partner durch eine ungebrochene chirale Symmetrie masselos gehalten werden können. Diese Teilchen können deshalb relativ leicht gegenüber Λ_h sein und darum eventuell schon in naher Zukunft an einem der Beschleuniger produziert werden. Im ersten Teil dieses Abschnitts werden wir uns mit der Phänomenologie dieser Fermionen etwas näher beschäftigen, wobei wir zur Vereinfachung Schema B bzw. C der Modelle vom Frittsch-Mandelbaum Typ (siehe Tabelle II-1) zugrunde legen. Die hierbei gewonnenen Resultate lassen sich jedoch ohne große Modifikationen auch auf andere Modelle mit farboxotischen Quarks und Leptonen (mit oder ohne farbige W-Bosonen) übertragen. Im zweiten Teil werden wir uns der Produktion und den Zerfällen von angeregten Zuständen der Quarks und Leptonen – die nicht durch eine Symmetrie masselos gehalten werden – zuwenden. Diese Teilchen sollten, im Gegensatz zu den farboxotischen Fermionen, in allen Substrukturmodellen auftreten.

IV.3.1 Farboxotische Quarks und Leptonen

Fermionen in ungewöhnlichen Darstellungen der $SU(3)_C$ -Gruppe, wie Farboktett-Leptonen oder Farbsextett-Quarks, wurden bisher in keinem Experiment

beobachtet und müssen deshalb erheblich schwerer (Masse $\gtrsim 20$ GeV) als die meisten Quarks und Leptonen sein. Um in Modellen mit farbigen W-Bosonen, wie Schema B und C von Tabelle II-1, seltene flavorändernde Prozesse durch einen erweiterten GIM Mechanismus (siehe Abschnitt III.3.2) ausreichend unterdrücken zu können, müssen zudem im Gegensatz zu den Quarks, farboxotische Fermionen gleicher elektrischer Ladung in ihren Massen nahezu entartet oder/und die entsprechenden schwachen Mischungswinkel sehr klein sein.

Diese Unterschiede zum Quark-Lepton Spektrum legen die Vermutung nahe, daß die Mechanismen der Massenerzeugung für normale und farboxotische Fermionen sehr unterschiedlich sind. Eine relativ große Aufspaltung zwischen farboxotischen und normalen Fermionen kann eventuell durch die dynamische Brechung der chiralen Symmetrie in der QCD entstehen.⁶⁷⁾ Theoretische Argumente,¹⁰⁹⁾ die zum Teil durch Rechnungen auf dem Gitter bestätigt wurden,¹¹⁰⁾ lassen vermuten, daß die durch die Brechung der chiralen Symmetrie entstehenden dynamischen Massen für Farboxtett- und Farboxextett-Fermionen viel größer als für Tripletzustände (Quarks) sind: $M(3) \ll M(8) \leq M(6)$. Während die dynamische Masse der Quarks, die sogenannte Konstituentenmasse, etwa $M(3) \approx 300$ MeV beträgt, scheint $M(8, 6) \sim O(100 \text{ GeV})$ nicht unwahrscheinlich zu sein.¹¹¹⁾ Da die dynamische Masse zudem nur von der $SU(3)_C$ -Darstellung abhängt, ist eine weitgehende Entartung der verschiedenen Generationen der Farboxtett(sextett)-Fermionen zu erwarten ($\Delta M(8, 6) \sim \Delta M(\text{Quarks})$).

Die genannten Argumente basieren wesentlich auf der asymptotischen Freiheit der QCD, die im allgemeinen durch farboxotische Fermionen sehr leicht zerstört wird. Eine explizite Berechnung aller Beiträge zur QCD Renormierungsgruppengleichung unter Verwendung der mit Hilfe der Strom-Feld-Identitäten (III.5) und (III.118) gewonnenen effektiven Lagrangedichte zeigt, daß dies in den betrachteten Modellen jedoch nicht der Fall ist. Die Existenz der relativ leichten farbigen Vektorbosonen W_8 , Z_8 und V_8 ist hierbei von entscheidender Bedeutung.

Falls die farboxotischen Partner der Quarks und Leptonen leichter als die Farboxtett-Vektorbosonen sind, werden sie fast ausschließlich in ein Gluon und ein normales Quark oder Lepton zerfallen. Infolge der lokalen $SU(3)_C$

Eichinvarianz muß der effektive Lagrangeoperator, der für diese Zerfälle verantwortlich ist, vom magnetischen Typ sein und ist zum Beispiel für ein Farbkett-Lepton l_8 durch⁶⁷⁾ ($i, j = 1, \dots, 8; 1 = \text{Lepton}$)

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = g_s \frac{m(l_8)}{2\Lambda} \frac{1}{\Lambda} (\bar{l}_8^i \sigma_{\mu\nu} G^{j\mu\nu} l) \delta_{ij} + \text{h.c.} \quad (\text{IV.45})$$

gegeben, wobei $G^{j\mu\nu}$ den Feldstärketensor der Gluonen bezeichnet und Λ eine Massenskala von $O(\Lambda_h)$ ist. Der Faktor $m(l_8)/\Lambda$ in Gl. (IV.45) entsteht infolge der chiralen Symmetrie, die l_8 zunächst masselos hält. Die Zerfallsrate für $l_8 \rightarrow l_8$ ist dann⁶⁷⁾

$$\Gamma(l_8 \rightarrow l_8) = \frac{\alpha_s}{2} \frac{m(l_8)^5}{\Lambda^4} \quad (\text{IV.46})$$

und hängt stark von Λ ab. Für $m(l_8) = 20 \dots 100 \text{ GeV}$ und $m(l_8)/\Lambda = 0.1$ ergibt (IV.46) eine Breite von $0.1 \dots 0.5 \text{ MeV}$. Ausdrücke analog zu (IV.45) und (IV.46) gelten auch für Farbsextett-Quarks q_6 .

Falls andererseits die farbexotischen Fermionen schwerer als die farbigen W-Bosonen sind, wird der Zerfall in ein normales Quark oder Lepton und ein W_8^- , Z_8^- oder V_8 -Boson dominieren. Die entsprechenden Raten lassen sich mit Hilfe der Kopplungen von Tabelle III-2 leicht berechnen und sind analog zu einem schweren Quark mit Masse $m > m_W$. So finden wir z.B. für den Zerfall $l_8^- \rightarrow W_8^- \nu$

$$\Gamma(l_8^- \rightarrow W_8^- \nu) = \frac{G_F}{8\pi^2} m(l_8)^3 \left(\frac{m_W}{M(W_8)} \right)^2 \left(1 + 2 \left(\frac{M(W_8)}{m(l_8)} \right)^2 \right) \left(1 - \left(\frac{M(W_8)}{m(l_8)} \right)^2 \right)^2 |U_{l\nu}|^2 \quad (\text{IV.47})$$

Ähnliche Ausdrücke gelten auch für $l_8^- \rightarrow Z_8^0 (V_8^0) l_1^-$, $\nu_8 \rightarrow W_8^+ l_1^-$ etc.

Wichtige Einschränkungen an die Massen und Kopplungsmöglichkeiten von $SU(3)_C$ -Oktett-Leptonen können durch Beiträge Δa_1 zum anomalen magnetischen Moment $a_1 = \frac{1}{2} (g - 2)_1$ der Leptonen hervorgerufen werden. Die relevanten Ein-Loop-Diagramme sind in Fig. IV-4 gezeigt. Da W_8 , Z_8 und V_8 eine V-A Kopplung zu l_8 und dem geladenen Lepton l_1^- besitzen, sind die Beiträge der Diagramme in (b) proportional zu m_1^2 (m_1 : Masse des Leptons l_1). Legt man die aus den Strom-Feld-Identitäten (III.118) gewonnenen effektiven Lagrange-dichte zugrunde, so sind alle Diagramme in (b) endlich^{F27)} und man findet nach Aufsummieren der Beiträge von W_8 , Z_8 und V_8 für $\Delta a_1^{(b)}$

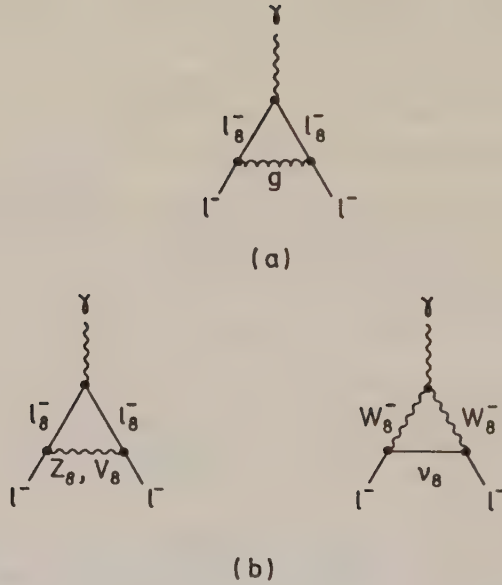


Fig. IV-4

$$\Delta a_l^{(w)} = \left(\frac{m_w}{M(W_8)} \right)^2 \frac{G_F m_l^2}{8\pi^2 \sqrt{2}} \frac{16}{3} F \left(\frac{m(l_8^-)^2}{M(W_8)^2}, \frac{m(l_8^-)^2}{M(W_8)^2}, \frac{m(v_8)^2}{M(W_8)^2} \right). \quad (\text{IV.48})$$

Die Funktion F beschreibt dabei den Einfluß der Masse von l_8^- und v_8 im Loop und ist im allgemeinen von der Ordnung eins. Sie ist so gewählt, daß $F(0, 0, 0) = 1$. Im Fall des Myons erhalten wir z.B. für $F = 1$ und $M(W_8) = 150 \text{ GeV}$ $\Delta a_\mu^{(b)} = 1.83 \cdot 10^{-9}$, etwa eine Größenordnung weniger als durch das Experiment erlaubt ist (siehe (II.10)). Für das Diagramm (a) werden wir hingegen aufgrund der vektorartigen Kopplung der Gluonen an l_8 und l in (IV.45) einen Beitrag proportional zu m_l erwarten. Zudem tritt hier eine logarithmische Divergenz auf. Setzt man den logarithmischen Faktor mit dem notwendigen Cut-off gleich eins, so erhält man

$$\Delta a_l^{(a)} \approx 2 \frac{\alpha_s}{\pi} \left(\frac{m(l_8^-)}{\Lambda} \right)^3 \frac{m_l}{\Lambda}. \quad (\text{IV.49})$$

Dieser Ausdruck ist mit den experimentellen Grenzen (II.10) für Δa_e und Δa_μ nur konsistent, falls $m(l_8)/\Lambda \leq 0.1$ und $\Lambda \gtrsim 0(1 \text{ TeV})$ ist. Der chirale Unterdrückungsfaktor in (IV.45) ist somit unbedingt notwendig, um einen Konflikt mit den experimentellen Daten zu vermeiden. Zudem zeigt (IV.49), daß Farboktett-Leptonen nicht viel schwerer als einige hundert GeV sein dürfen.

Wir wollen unseren Überblick über die Phänomenologie farbexotischer Fermionen mit einer kurzen Betrachtung über die Produktion dieser Objekte und ihre Zerfallssignaturen an zukünftigen Beschleunigern abschließen. Farboktett-Leptonen l_8 lassen sich am LEP paarweise produzieren, sofern $m(l_8) < 100 \text{ GeV}$ ist. Legt man den mittels der Strom-Feld-Identitäten abgeleiteten effektiven Lagrangeoperator zugrunde, so verhält sich l_8 wie ein Oktett zusätzlicher Leptonen. Der Produktionsquerschnitt $\sigma(l_8^+)$ eines geladenen Farboktett-Leptons für $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$, die höchste bei LEP erreichbare Schwerpunktsenergie, liegt dann für $m(l_8^+) \leq 95 \text{ GeV}$ im Bereich von 10 bis 20 pb.^{F28)} Da der Zerfall $l_8 \rightarrow l g$ für $m(l_8) < 100 \text{ GeV}$ ($< M(W_8)$) dominiert, stellen somit Ereignisse der Form $l^+ l^- j j$ ($j = \bar{q}$) mit einem Peak in der invarianten $l^+ l^-$ -Masse an der Stelle $m(l_8)$ eine Signatur für die Produktion von $l_8^+ l_8^- (\bar{v}_8 v_8)$ dar. Ähnliche Überlegungen und Abschätzungen gelten auch für die Paarproduktion von q_6 ; die Signaturen hierfür sind hadronische Ereignisse mit vier Jets. Eventuelle $\bar{l}_8 l_8$ oder $\bar{q}_6 q_6$ $SU(3)_C$ -Singulettbindungszustände würden sich bei LEP in ähnlicher Weise wie ein Quarkonium-Zustand bemerkbar machen.

In Hadron-Hadron Kollisionen gibt es mehrere verschiedene Möglichkeiten, farbexotische Fermionen zu erzeugen. Produktion via eines W_8^- , Z_8^- oder V_8 -Zerfalls wurde bereits in Abschnitt III.3 analysiert. Farbsextett-Quarks lassen sich durch Quark-Gluonfusion auch einzeln erzeugen, jedoch ist der Produktionsquerschnitt $\sigma(q_6)$ durch den chiralen Unterdrückungsfaktor $m(q_6)/\Lambda$ in der $q_6 q g$ Kopplung (siehe auch (IV.45)) stark unterdrückt. Für ein Farbsextett-Quark der Ladung $2/3$ mit Masse 100 GeV finden wir für $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ und $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ $\sigma(q_6) \approx 4 \text{ pb}$, d.h. für eine integrierte Luminosität von 300 nb^{-1} nur etwa ein Ereignis. Ähnlich stark wird die $l_8(q_6)$ -Produktion via $q\bar{q}$, $g g \rightarrow g^* \rightarrow \bar{l}_8 l$ ($\bar{q}_6 q$) bzw. $\bar{l}_8 l$ ($\bar{q}_6 q$) infolge des Faktors $m(l_8(q_6))/\Lambda$ in der $l_8 l g$ ($q_6 q g$) Kopplung (IV.45) unterdrückt. Eine wesentliche günsti-

gere Möglichkeit stellt die Paarproduktion von farboxotischen Fermionen in pp oder $p\bar{p}$ Kollisionen dar. Legt man abermals den mittels der Stromfeld-Identitäten abgeleiteten effektiven Lagrangeoperator zugrunde, so kann der Produktionsquerschnitt für $\bar{l}_8 l_8$ bzw. $\bar{q}_6 q_6$ Erzeugung leicht aus der Rate für die Produktion schwerer Quarkpaare abgeschätzt werden. Die Rate für die Paarerzeugung schwerer farbiger Fermionen in der Darstellung $\underline{r}$ der $SU(3)_C$ wird durch einen Term im Anteil der Gluon-Gluonfusion dominiert, der proportional zu $d(\underline{r})[C_2(\underline{r})]^2$ ist,¹¹²⁾ wobei $d(\underline{r})$ die Dimension und $C_2(\underline{r})$ die quadratische Casimir-Invariante von $\underline{r}$ bezeichnet:

$$d(\underline{6}) = 6, \quad C_2(\underline{6}) = \frac{10}{3};$$

$$d(\underline{8}) = 8, \quad C_2(\underline{8}) = 3; \quad (\text{IV.50})$$

$$d(\underline{3}) = 3, \quad C_2(\underline{3}) = \frac{4}{3}.$$

Hiermit ergibt sich, daß die Rate für $l_8 (q_6)$ Paarproduktion um etwa einen Faktor $\frac{27}{2} (\frac{25}{2})$ größer als für ein Farbtriplett-Quark derselben Masse ist. Eine genaue Rechnung für $p\bar{p}$ Kollisionen bei $\sqrt{s} = 540$ GeV ergibt für $m(l_8) = 50, 80$ und 100 GeV eine Erzeugungsrate von $\sigma(\bar{l}_8 l_8) = 1.1, 0.03$ und 0.004 nb. Die Signatur für paarweise produzierte geladene (neutrale) Farboxtett-Leptonen $l_8^+(\nu_8)$ mit $m(l_8^+), m(\nu_8) < M(W_8)$ sind Ereignisse der Form $l^+ l^- jj (jj\cancel{p})$. Sollten in den bisher am CERN Collider genommenen Daten Ereignisse der Form $l^+ l^- jj$ nicht enthalten sein, so kann hieraus geschlossen werden, daß $m(l_8^+) > 100$ GeV ist.^{F29)} Ereignisse der Form $jj\cancel{p}$ ("Bijets") wurden hingegen am CERN Collider bereits beobachtet.⁹⁰⁾ Ihre Anzahl (0(30)) ist mit der Paarproduktion von neutralen Farboxtett-Leptonen ν_8 mit einer Masse von $m(\nu_8) \approx 80$ GeV verträglich. Da jedoch noch nicht klar ist, ob diese Ereignisse nicht mit dem zu erwartenden Untergrund konsistent sind und auch andere Quellen, z.B. $Z_8^0 \rightarrow \bar{\nu}_8 \nu_8$ (siehe Abschnitt III.3.3) nicht ausgeschlossen sind, folgen wir, daß der Wert von 80 GeV eine ungefähre untere Grenze für $m(\nu_8)$ darstellt. Für Farboxtett-Quarks läßt sich aus den gegenwärtigen Daten des CERN Colliders noch keine Aussage gewinnen, da $\bar{q}_6 q_6$ Produktion in hadronischen Ereignissen mit vier Jets resultiert, die von einem großen QCD Untergrund getrennt werden müssen.

An den für die Zukunft geplanten Supercollidern LHC und SSC sollte es ohne Schwierigkeiten möglich sein, paarweise erzeugte farboxotische Quarks und Leptonen nachzuweisen. Die Produktionsrate bei $\sqrt{s} = 40$ TeV ist für Massen ≤ 1 TeV größer als etwa 10 pb.²⁰⁾ Wie wir bereits festgestellt haben, zerfallen l_8 und q_6 , falls sie schwerer als die farbigen W-Bosonen sind, primär in ein Lepton oder Quark und ein W_8 , Z_8 oder V_8 , das seinerseits dominant in ein $q\bar{q}$ Paar zerfallen wird. Paarproduktion von Farboxtett-Leptonen wird deshalb in Ereignisse der Form $l^+ l^- j j j j$ oder $j j j j \gamma$, $\bar{q}_6 q_6$ Erzeugung in hadronischen Ereignissen mit sechs Jets resultieren. Die Analyse und Rekonstruktion solch komplizierter Ereignisse stellt hohe Anforderungen an die Detektoren bei LHC und SSC.

Eine sehr gute Möglichkeit, den Farboxtett-Partner des Elektrons e_8 zu erzeugen, eröffnet sich schließlich in e^+p Kollisionen bei hohen Energien, zum Beispiel bei HERA ($\sqrt{s} = 314$ GeV) oder am vorgeschlagenen LEP-LHC Collider ($\sqrt{s} = 2$ TeV). Durch die $e_8 g$ Kopplung (IV.45) kann dieses Teilchen dort direkt durch Elektron-Gluonfusion erzeugt werden. Die Produktionsrate für diesen Prozeß ist durch

$$\sigma(e_8) = \frac{4\pi^2}{s} \left(\frac{m(e_8)}{\Lambda} \right)^4 \alpha_s g \left(\frac{m(e_8)^2}{s}, m(e_8)^2 \right) \quad (\text{IV.51})$$

gegeben, wobei g die Verteilungsfunktion des Gluonimpulses im Proton ist. Wie man sieht, hängt Gl. (IV.51) stark von der Skala Λ ab, so daß $\sigma(e_8)$ durch die Unsicherheit in Λ um mehrere Größenordnungen schwanken kann. Jedoch darf $m(e_8)/\Lambda$ nicht zu groß sein, um eine Verletzung der experimentellen Grenzen für $(g-2)$ des Elektrons zu vermeiden (siehe (IV.49)). Fig. IV-5 zeigt unsere Ergebnisse für $\sigma(e_8)$ als Funktion der e_8 -Masse für $\Lambda = 1$ TeV und die Schwerpunktsenergien von HERA und des LEP-LHC Colliders. Für die Gluonverteilungsfunktion wurde dabei die Parametrisierung von Duke und Owens⁸⁴⁾ verwendet. Im physikalisch interessanten Bereich von $m(e_8) = 0(100 \text{ GeV})$ ist die Rate bei HERA gerade maximal und es sollte möglich sein, e_8 , vorausgesetzt Λ ist nicht wesentlich größer als 1 TeV, bis zu einer Masse von etwa 200 GeV nachzuweisen. Für $\sqrt{s} = 2$ TeV ist die Produktionsrate etwa um einen Faktor 10 größer als bei HERA und eine e_8 Identifizierung sollte selbst für $\Lambda = 3$ TeV bis zu $m(e_8) \approx 800$ GeV durchführbar sein. Ähnliche Rechnungen wurden bereits früher¹¹⁹⁾ für andere Werte von $\sqrt{s}$ und

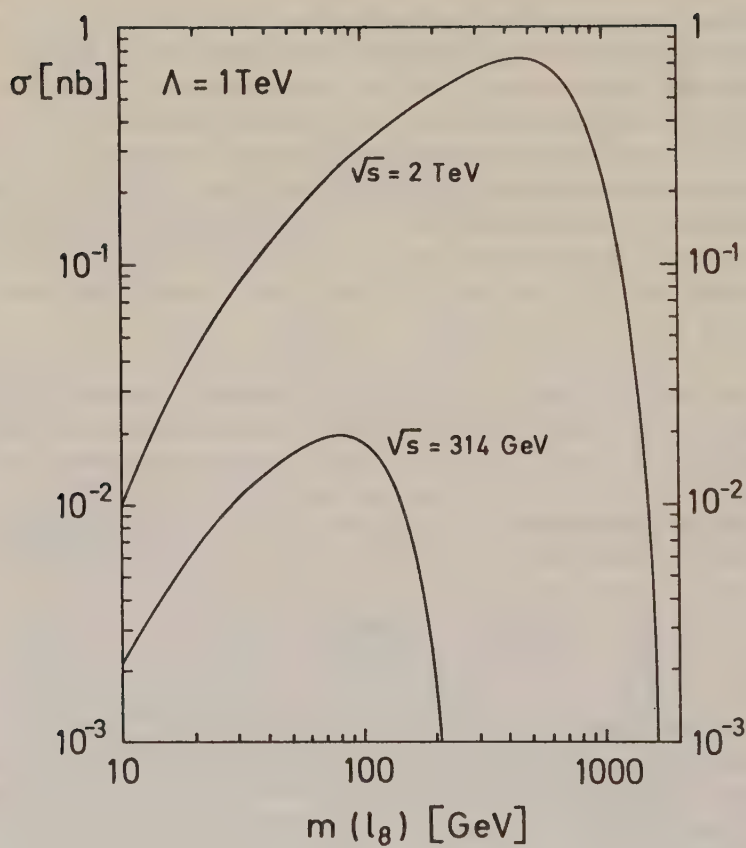


Fig. IV-5

A und unter Verwendung von weniger genauen Gluonverteilungsfunktionen durchgeführt, wobei beträchtliche Unterschiede, insbesondere bei kleinen und großen l_8 -Massen zu den mit Hilfe von Ref. 84 gewonnenen Resultaten auftreten.

Falls $m(e_8) < M(W_8), M(V_8)$, so führt die e_8 -Produktion zu einem ej Paar mit einem typischen Jacobipeak an der Stelle $\frac{1}{2}m(e_8)$ in der Verteilung des transversalen Impulses. Sollte jedoch $m(e_8) > M(W_8), M(V_8)$ sein, so würde sich die Existenz eines Farboktett-Elektrons durch Ereignisse der Form ejj oder jje manifestieren, wobei die Jets eine invariante Masse von $M(W_8)$ bzw. $M(V_8)$ besitzen. Das p^T Spektrum des Elektrons weist in diesem Fall einen Jacobipeak bei $\frac{1}{2}m(e_8) (1-M(W_8)^2/m(e_8)^2)$ auf.

Eine elegante Möglichkeit, die Lorentzstruktur der e_8 eg Kopplung zu bestimmen, ergibt sich durch Verwendung von polarisierten Elektron- bzw. Positronstrahlen in e^+p Kollisionen. Während wir für eine Kopplung der Form (IV.45) ein (etwa) gleich starkes Signal für links- und rechtshändig polarisierte Elektronen erwarten, würde z.B. im Fall einer $VV A$ Kopplung das Signal (bei hundertprozentiger Polarisation) für rechts(links)händige Elektronen verschwinden.

Abschließend wollen wir noch auf eine weitere Möglichkeit zur l_8 -Produktion in ep Kollisionen hinweisen, die speziell in Modellen mit farbigen W -Bosonen auftritt. Hierbei wird ein W_8^+ -, Z_8^0 - oder V_8^0 -Boson im t -Kanal zwischen Quark und Elektron ausgetauscht; im Endzustand finden sich dann zusammen mit einem Quark entweder ein e_8 für Z_8^0 - und V_8^0 -Austausch, oder ein ν_8 für einen W_8^+ -Austausch. Für einen Impulsübertrag von $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ erwartet man, daß der Transversalimpuls des Farboktett-Leptons durch einen beobachtbaren hadronischen Jet balanziert wird. Die erreichbaren Produktionsraten bei diesem Mechanismus hängen stark von den Massen der ausgetauschten Vektorbosonen ab, können aber ähnlich groß wie im Fall der Elektron-Gluonfusion sein, da kein chiraler Unterdrückungsfaktor auftritt. Die $V-A$ Struktur der $W_8\nu_8$ - bzw. $Z_8^0(V_8^0)l_8$ e-Kopplung kann in der oben beschriebenen Weise mit Hilfe von polarisierten Elektronstrahlen getestet werden.

IV.3.2 Angeregte Quarks und Leptonen

Falls Quarks und Leptonen zusammengesetzte Objekte sind, erwartet man u.a.

auch die Existenz von angeregten Fermionzuständen mit Massen von der Größenordnung der Substrukturskala, die nicht durch eine Symmetrie masselos gehalten werden. Da jedoch die Hypercolordynamik gegenwärtig noch völlig unbekannt ist, kann nicht ausgeschlossen werden, daß einige dieser Zustände, ähnlich den W- und Z-Bosonen, relativ leicht sind. Angeregte Zustände von Quarks und Leptonen können Spin 1/2, 3/2 oder mehr besitzen und sich unter der $SU(2)_W$ -Symmetrie der schwachen Wechselwirkung entweder, wie die Quarks und Leptonen, als Dubletts oder auch nach höheren Darstellungen transformieren. Dies gilt auch für die rechtshändigen angeregten Fermionfelder. Zum Abschluß unserer Betrachtung der Eigenschaften von zusammengesetzten Fermionen wollen wir nun die Produktion sowie die Zerfallsmoden dieser Objekte studieren, wobei wir uns zur Vereinfachung auf Spin 1/2 $SU(2)_W$ -Dublettzustände beschränken. Die Phänomenologie angeregter Quarks und Leptonen mit größerem Spin bzw. Isospin wird z.B. in Ref. 114 bzw. 115 betrachtet. Für unsere Diskussion wollen wir ein allgemeines Substrukturmodell mit zusammengesetzten W-Bosonen und globaler $SU(2)_W$ -Symmetrie voraussetzen sowie annehmen, daß die Strom-Feld-Identität (III.5) für $j_\mu^{(3)}$ erfüllt ist.

Diese Voraussetzungen schränken, ähnlich wie im Fall der Quarks und Leptonen (siehe Abschnitt III.1) die möglichen Kopplungen der angeregten Fermionen außerordentlich ein. Für ihre Wechselwirkung mit den W-Bosonen und den $SU(3)_C \times U(1)_Q$ Eichfeldern erhalten wir den gleichen effektiven Lagrangeoperator der Dimension vier mit derselben Kopplungskonstante g_W wie im Fall der Quarks und Leptonen (siehe Gl. (III.17)), wobei nun jedoch auch die rechtshändigen angeregten Fermionen an die intermediären Vektorbosonen koppeln können. Eine Wechselwirkung der angeregten Spin 1/2 Fermionen mit den leichten Fermionen und den W-Bosonen ist, infolge der nur durch die W-Massen gebrochenen lokalen $SU(2)_W$ -Invarianz der effektiven Lagrange-dichte vom magnetischen Typ und besitzt damit Dimension fünf. Um einen Konflikt mit den extrem genauen Messungen von $(g-2)$ für die Leptonen (siehe Gl. (II.10)) zu vermeiden, nehmen wir an, daß nur linkshändige Quarks und Leptonen an die angeregten Fermionen und die W-Bosonen oder die $SU(3)_C \times U(1)_Q$ Eichfelder gekoppelt sind.^{F30)} Der effektive Lagrangeoperator für $\alpha, \alpha_s \rightarrow 0$ ist dann

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\alpha, n_s=0} = \frac{g_W f}{2\Lambda} \bar{F}^\mu \sigma_{\mu\nu} \frac{\vec{\tau}}{2} f_L \vec{W}_{\mu\nu} + h.c. \quad (\text{IV.52})$$

Hierbei ist F^* das $SU(2)_W$ -Dublett der angeregten Fermionen, f_L das der linkshändigen Quarks bzw. Leptonen und f ein freier Parameter. Für die Skala in (IV.52) haben wir die Substrukturskala Λ und nicht die F^* -Masse m^* benutzt; wir sehen keinen Grund dafür, warum die magnetische Übergangsstärke für kleine F^* -Massen besonders groß sein sollte. Die elektromagnetische Wechselwirkung kann nun durch Ersetzung von $\vec{W}_{\mu\nu}$ durch $\hat{\vec{W}}_{\mu\nu}$ (siehe Gl. (III.12)) und durch Hinzufügen einer Photonkopplung proportional zur Hyperladung y_L eingeführt werden (f' : freier Parameter)

$$\mathcal{L}_{eff}^{\alpha\beta 0} = \frac{g_W f}{2\Lambda} \bar{F}^* \sigma_{\mu\nu} \frac{\vec{\tau}}{2} f_L \frac{\vec{A}}{W_{\mu\nu}} + \frac{e f'}{2\Lambda} \bar{F}^* \sigma_{\mu\nu} y_L f_L F_{\mu\nu} + h.c. \quad (IV.53)$$

Nach Ausführen der Transformation (III.21a) auf die Masseneigenzustände $W^\pm$ und Z^0 nimmt $\mathcal{L}_{eff}^{\alpha\beta 0}$ die Form

$$\mathcal{L}_{eff}^{\alpha\beta 0} = \frac{g_W f}{2\Lambda} \bar{F}^* \sigma_{\mu\nu} \tau^{(1)} f_L W_{\mu\nu}^{\pm} + \frac{e}{2\Lambda} \bar{F}^* \sigma_{\mu\nu} f_f f_L F_{\mu\nu}' + \frac{g_Z}{2\Lambda} \bar{F}^* \sigma_{\mu\nu} f_3 f_L Z_{\mu\nu} \quad (IV.54)$$

an, wobei $2\tau^{(\pm)} = \tau^{(1)} \pm i\tau^{(2)}$, $f_W = f/\sqrt{2}$, $g_Z = g_W/\cos\theta_W$ und

$$f_f = f \frac{\tau^{(3)}}{2} + f' y_L, \quad f_3 = f \frac{\tau^{(3)}}{2} \cos^2\theta_W - f' y_L \sin^2\theta_W. \quad (IV.55)$$

Gl. (IV.54) stimmt mit dem Ergebnis für $\mathcal{L}_{eff}^{\alpha\beta f}$ in Substrukturmodellen mit fundamentalen W- und Z-Bosonen überein.¹¹⁾ Für die Kopplung der angeregten Quarks Q^* an die Gluonen und die linkshändigen Quarkfelder q_L erhält man ein analoges Ergebnis

$$\mathcal{L}_{eff}^{\alpha\beta f 0} = \frac{g_s f_s}{2\Lambda} \bar{Q}^* \sigma_{\mu\nu} \frac{\lambda^i}{2} q_L G_{\mu\nu}^i + h.c. \quad (IV.56)$$

Es ist nun ohne Schwierigkeiten möglich, die Raten und Verzweigungsverhältnisse für die Zerfallsmoden der angeregten Quarks und Leptonen abzuleiten. Ähnlich den Farbsextett-Quarks werden angeregte Quarks dominant in ein Quark und ein Gluon mit der Rate

$$\Gamma(Q^* \rightarrow qg) = \frac{\alpha_s}{3} f_s^2 \frac{m^{*2}}{\Lambda^2} \quad (IV.57)$$

zerfallen. Zusätzlich können sie jedoch auch eine beträchtliche radiative Zerfallsbreite

$$\Gamma(F^* \rightarrow f \gamma) = \frac{\alpha}{4} f_F^2 \frac{m_F^2}{\Lambda^2} \quad (\text{IV.58})$$

und, falls sie schwer genug sind, eine nicht vernachlässigbare Rate für Zerfälle in die intermediären Vektorbosonen besitzen. Die Breite für Zerfälle in das Z^0 -Boson ist zum Beispiel durch

$$\Gamma(F^* \rightarrow f Z^0) = \frac{g_F^2}{32\pi} f_F^2 \frac{m_F^2}{\Lambda^2} \left(2 + \frac{m_F^2}{m_{Z^0}^2}\right) \left(1 - \frac{m_F^2}{m_{Z^0}^2}\right)^2 \quad (\text{IV.59})$$

gegeben¹¹⁴⁾ und ein analoger Ausdruck gilt auch für $F^* \rightarrow f W$. In Modellen mit farbigen Vektorbosonen sind schließlich noch Zerfälle angeregter Fermionen ein farbiges Vektorboson und ein Quark oder Lepton möglich.

Falls die angeregten Fermionen genügend leicht sind, können sie als Endprodukte in Z - oder W -Zerfällen auftreten. Die Rate für den Z^0 -Zerfall ist¹¹⁴⁾ z.B.

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow F^* f) = n_c \frac{g_F^2 f_F^2}{48\pi} \frac{m_F^2}{\Lambda^2} m_{Z^0}^2 \left(2 + \frac{m_F^2}{m_{Z^0}^2}\right) \left(1 - \frac{m_F^2}{m_{Z^0}^2}\right)^2, \quad (\text{IV.60})$$

wobei n_c die Anzahl der Farbfreiheitsgrade von F^* ist. Zerfälle des Z^0 -Bosons in angeregte Leptonen, $Z^0 \rightarrow L^* l$, mit nachfolgendem $L^* \rightarrow l \gamma$ Zerfall und $m^* = 70-80$ GeV wurden zur Erklärung der großen radiativen Z -Zerfallsrate vorgeschlagen,¹¹⁶⁾ die in den 1983 am CERN Collider genommenen Daten gefunden wurde (drei der insgesamt 12 $Z \rightarrow l^+ l^-$ Ereignisse wiesen ein zusätzliches hartes Photon auf.¹¹⁷⁾ Die beobachtete Rate erfordert jedoch $\Lambda/f_Z \approx 150$ GeV, d.h. entweder muß Λ ziemlich klein oder f_Z ziemlich groß sein. Zudem hat sich erwiesen, daß die kinematische Konfiguration der Ereignisse Probleme für diese Interpretation aufwirft.¹¹⁸⁾ Obwohl die Auswertung der 1984 genommenen Daten noch nicht abgeschlossen ist, sind zumindest bis jetzt keine weiteren spektakulären radiativen Z^0 -Zerfälle aufgetreten.⁹⁰⁾ Rate und kinematische Konfiguration der drei Ereignisse scheinen nunmehr mit QED Bremsstrahlung am besten verträglich zu sein.

Unsere Diskussion der Eigenschaften angeregter Quarks und Leptonen wollen wir mit einigen Bemerkungen über die Erzeugung dieser Objekte abschließen. Eine ideale Möglichkeit, angeregte Leptonen einzeln (zusammen mit einem Lepton) oder paarweise zu produzieren, bieten e^+e^- Kollisionen. Die größte

Produktionsrate erhält man dabei für die einzelne Erzeugung eines angeregten Elektrons e^* . Vergebliche Suche nach diesem Teilchen bei PETRA bedeutet, daß $m_{e^*} \gtrsim 23 \text{ GeV}$ und $(m_{e^*} \wedge / f_{\gamma})^{1/2} > 61 \text{ GeV}$.^{114,119)} Für die größte bei LEP zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ erwartet man eine e^* -Produktionsrate von $\sigma \approx 1 - 5 \text{ pb}$ für $f/\wedge = f'/\wedge = 1 \text{ TeV}^{-1}$ über nahezu den gesamten verfügbaren Phasenraum, so daß ein angeregtes Elektron mit einer Masse bis nahezu 200 GeV nachgewiesen werden kann. Da die e^* -Produktion durch den Austausch eines Photons im t-Kanal dominiert wird, ist zudem der Erzeugungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung extrem groß.¹²⁰⁾ Das begleitende Elektron bzw. Positron wird deshalb höchstwahrscheinlich im Strahlrohr verlorengehen, so daß das Signal für e^* -Produktion ein $e\gamma$ Paar aus dem e^* -Zerfall mit einem Jacobipeak bei $\frac{1}{2} m_{e^*}$ in der p^T -Verteilung des Elektrons bzw. Photons sein würde. Falls $m_{e^*} > m_W, m_Z$ wird e^* auch in $Z^0 e$ und $W \nu_e$ zerfallen. Die experimentellen Signaturen hierfür werden hauptsächlich Ereignisse der Form ejj und $j\nu\cancel{p}^T$ mit einem Jacobipeak in der p^T Verteilung des Elektrons bzw. der $\cancel{p}^T$ Verteilung und einer invarianten Masse des Jet-Paars von m_W bzw. m_Z sein.

Angeregte Quarks lassen sich in Hadron-Hadron Kollisionen sowohl einzeln, durch Quark-Gluonfusion,^{114,121)} als auch paarweise produzieren. Für die Paarproduktion können wir im wesentlichen die Aussagen für die Paarproduktion farboxotischer Quarks übernehmen und werden uns deshalb auf die Erzeugung einzelner angeregter Quarks konzentrieren. Die Rate hierfür ist durch

$$\sigma(Q^*) = \frac{\alpha_s}{3} \left(\frac{f_s}{\wedge} \right)^2 \pi^2 \tau \left. \frac{d\mathcal{L}_{q\bar{q}}}{d\tau} \right|_{\tau = \frac{m_{Q^*}^2}{s}} \quad (\text{IV.61})$$

gegeben. Die Quark-Gluon-Luminosität kann dabei für nicht zu kleine Werte von τ durch¹¹⁴⁾

$$\frac{d\mathcal{L}_{u(d)q}}{d\tau} \approx 20(10) \tau^{-1} e^{-20\sqrt{\tau}} \quad (\text{IV.62})$$

approximiert werden. Falls $m^* > m_W, m_Z$, so resultieren aus den $Q^* \rightarrow W(Z)q$ Zerfällen mit anschließendem Zerfall von W und Z in Quark- oder Leptonpaare Ereignisse der Form $j\nu\cancel{p}^T, l^+l^-j, l^+j\nu\cancel{p}^T$ und jjj . Diese Signaturen legen eine Interpretierung der Monojets von UA1 und der von UA2 beobachteten Phäno-

mene durch Produktion und anschließenden Zerfall eines angeregten Quarks Q^* mit Masse $m^* \approx 150$ GeV nahe. Dabei stößt man jedoch auf zwei Schwierigkeiten: um die beobachtete Anzahl an Monojets erklären zu können, muß, außer für $f_Z \gg f_S$, $\Lambda/f_S \approx m^*$ und damit sehr klein sein; zum zweiten sollte eine mit der Monojetzahl vergleichbare Anzahl an γj Ereignissen auftreten,¹¹⁴⁾ die jedoch nicht beobachtet wurde.⁸⁾

Die Produktion angeregter Quarks durch Quark-Gluonfusion wird an den geplanten Supercollidern LHC und SSC, selbst für sehr große Massen m^* , in großer Anzahl möglich sein. So erwarten wir zum Beispiel in pp Kollisionen bei $\sqrt{s} = 40$ TeV für ein angeregtes Quark mit Ladung $2/3$, $m^* = 1(5)$ TeV und $f_S/\Lambda = 1 \text{ TeV}^{-1}$ eine Produktionsrate von $\sigma \approx 3.3$ (0.16) nb. Ereignisse der Form γj mit einem Jacobipeak an der Stelle $m^*/2$ in der p^T Verteilung des Photons bzw. Jets stellen eine klare experimentelle Signatur für Q^* Produktion dar und sollten mit einem Verzweigungsverhältnis von einigen Prozent auftreten.

V. PHÄNOMENOLOGIE DES SPIN 0 SEKTORS

V.1 Spin 0 Partner der intermediären Vektorbosonen

In unserer bisherigen Betrachtung der phänomenologischen Aspekte von Substrukturmodellen haben wir uns ganz auf den Spin 1 und Spin 1/2 Sektor konzentriert. Im allgemeinen werden wir jedoch auch zusammengesetzte Spin 0 Teilchen erwarten, im Abbott-Farhi-Modell zum Beispiel sollte ein $SU(2)_W$ -Singulett-Skalar H existieren, der wie das $W^{(3)}$ -Boson aus einem Paar an fundamentalen Skalaren aufgebaut ist. In den Modellen vom Fritzsche-Mandelbaum Typ können wir jedoch, ohne Details über die Dynamik der W-Konstituenten zu kennen, über das Spektrum der skalaren Bindungszustände nur spekulieren. In diesem Abschnitt werden wir voraussetzen, daß dieses Spektrum zumindest in einigen seiner Eigenschaften der Situation gleicht, die wir in der Hadronenphysik vorfinden und wir nehmen deshalb an, daß Spin 0 Partner $\bar{X}$ und U der Spin 1 Zustände $\bar{W}$ und V ($V: SU(2)_W$ -Singulettzustand) existieren. Eventuell liegen diese Zustände sogar als Paritätsdubletts $\{\bar{X}, \bar{X}'\}$ und $\{U, U'\}$ vor. Im folgenden werden wir nun einige Eigenschaften dieser Objekte untersuchen,¹²²⁾ wobei die für U gewonnenen Ergebnisse praktisch unverändert auch für den Skalar H des Abbott-Farhi-Modells übernommen werden können.

V.1.1 Spin 0 Partner der W-Bosonen und ihre Zerfälle

Die Spin 0 Partner X^+ und X^0 der W- und Z-Bosonen bilden wie diese für $\alpha \rightarrow 0$ ein Triplet unter der globalen $SU(2)_W$ -Symmetrie, der Spin 0 Partner U^0 des V-Bosons einen Isosingulettzustand. Sie sind wie W und V Teilchen-Antiteilchen-Bindungszustände der Konstituenten α und β . Falls diese Spin 1/2 tragen, so unterscheiden sich die Spin 0 Teilchen nur durch die relative Spinorientierung ihrer Konstituenten von den Spin 1 Grundzuständen W und V und sind somit Hyperfeinpartner der intermediären Vektorbosonen, ähnlich wie die Pionen in der Hadronenphysik Hyperfeinpartner der ρ -Mesonen darstellen. X und U sind dann pseudoskalare Objekte und eventuell sogar leichter als ihre Spin 1 Partner. Infolge der ungebrochenen chiralen Symmetrie, die wir für masselose Quarks und Leptonen in Modellen vom Fritzsche-Mandelbaum Typ benötigen, können X und U jedoch nicht wie die Pionen (masselose) Goldstone-Bosonen sein. Da die Kopplung von Spin 0 Teilchen an Fermionen die chirale Symmetrie verletzt, muß sie für masselose Quarks und Leptonen

notwendigerweise verschwinden und ist somit, ähnlich wie im Fall des Higgs-bosons, proportional zur Fermionmasse m_f . Für die Kopplung der X-Bosonen erhalten wir auf diese Weise ($\Lambda = 0(\Lambda_h)$)

$$\mathcal{L}_{eff} = i \frac{m_f}{\Lambda} \bar{f} \frac{\vec{\sigma}}{2} \gamma_5 f \vec{X} \quad , \quad (V.1)$$

wobei f für die Quark- und Leptonfelder steht. Ein analoger Ausdruck läßt sich auch für U angeben. Infolge des Chiralitätsfaktors m_f/Λ in Gl. (V.1) koppeln die X-Bosonen nur sehr schwach an Quarks und Leptonen und X-Austausch trägt deshalb zu den schwachen Zerfallsamplituden, selbst für sehr kleine X-Massen, praktisch nicht bei. Insbesondere wird durch eine Kopplung proportional zu m_f die experimentell sehr gut erfüllte "Helizitätsregel"

$$\frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu)} \approx \left(\frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 \quad (V.2)$$

nicht verletzt. Die stärkste untere Grenze an die Masse von X^+ kommt derzeit von den Experimenten bei PETRA, die eine Existenz derartiger Objekte mit einer Masse geringer als 17 GeV ausschließen.¹¹⁹⁾

Die chirale Symmetrie wird durch die Kopplung an die Fermionen jedoch nur dann verletzt, falls die Spin 0 Bosonen keine Paritätsdubletts bilden.¹²³⁾ Falls z.B. das U-Boson in Form eines Paritätsdubletts $\{U, U'\}$ vorliegt, wobei der Pseudoskalar U und der Skalar U' identische Massen und Kopplungskonstanten besitzen, kann man die effektive Lagrangedichte (g : Kopplungskonstante)

$$\mathcal{L}_{eff} = g \bar{f} (U' + i \gamma_5 U) f \quad (V.3)$$

durch das komplexe Feld

$$S = U' + i U \quad (V.4)$$

ausdrücken

$$\mathcal{L}_{eff} = g \left(\bar{f} \frac{1+\gamma_5}{2} f S + \bar{f} \frac{1-\gamma_5}{2} f S^* \right) \quad , \quad (V.5)$$

und es ist sofort einsichtig, daß (V.5) unter der chiralen Transformation

$$S \rightarrow e^{-2i\alpha} S, \quad f \rightarrow e^{i\alpha} \gamma_5 f \quad (V.6)$$

invariant ist. Da die chirale Symmetrie somit erhalten bleibt, ist die Kopplungskonstante g für ein Paritätsdublett $\{U, U'\}$ im Prinzip vollkommen beliebig und muß nicht proportional zu m_f sein. So ist z.B. nicht ausgeschlossen, daß $\{U, U'\}$ universell an alle Fermionen koppelt. Um jedoch Beiträge zu seltenen flavorändernden Prozessen auszuschließen, nehmen wir an, daß diese Kopplung flavordiagonal ist. Eine ähnliche Überlegung läßt sich nun auch für ein eventuelles Paritätsdublett $\{X, X'\}$ durchführen, jedoch erzwingt die Helizitätsregel (V.2) in diesem Fall, daß $g \sim m_f/\Lambda$ ist. Für $\{U, U'\}$ ist dies hingegen nicht der Fall, da $U(U')$ -Austausch nicht zu $\pi^+ \rightarrow e^+(\mu^+)$ beitragen kann.

Es ist nun leicht, die Rate für Zerfälle der Spin 0 Bosonen $P = \vec{X}(\vec{X}')$, $U(U')$ in Fermionpaare zu berechnen. Man findet für $m_f \ll M$

$$\Gamma(P \rightarrow f \bar{f}) = \frac{h^2}{8\pi} M, \quad (V.7)$$

wobei M die Masse von P ist und h hier und im folgenden entweder für g oder m_f/Λ steht.

X^0 (X'^0) und U^0 (U'^0) können auch durch Annihilation ihrer Konstituenten in zwei Photonen zerfallen.^{F31)} In einem nichtrelativistischen Bild (siehe Abschnitt III.2) erhält man

$$\Gamma\left(\begin{smallmatrix} u \\ x \end{smallmatrix} \rightarrow \gamma \gamma\right) = 4\pi \alpha^2 \frac{F^2}{M} \left[q^2 \pm (q-1)^2 \right] \quad (V.8)$$

wobei q den freien Ladungsparameter von Tabelle II-1 und F die Zerfallskonstante bezeichnet. Einen analogen Ausdruck erhält man auch für $X'(U') \rightarrow \gamma \gamma$. Während die Rate von $X^0 \rightarrow \gamma \gamma$ für $q = \frac{1}{2}$ verschwindet, ist sie für U im allgemeinen nicht klein; für $M = 60$ GeV, $q = \frac{1}{2}$ und $F = F_W \equiv m_W/g_W \approx 123$ GeV erhalten wir z.B. $\Gamma(U \rightarrow \gamma \gamma) \approx 43$ MeV. Eine alternative Möglichkeit, diese Zerfälle abzuschätzen, wird durch einen mittels der Strom-Feld-Identität (III.5) abgeleiteten effektiven Lagrangeoperator ermöglicht.

Für die $WW(U')$ Kopplung finden wir im Limes $\alpha \rightarrow 0$ ¹²⁴⁾

$$\mathcal{L}_{eff}^{u=0} = \frac{k}{\Lambda} \epsilon^{\mu\nu\lambda\varrho} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}_{\lambda\varrho} U \left(\mathcal{L}_{eff}^{u=0} = 2 \frac{k}{\Lambda} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} U' \right), \quad (V.9)$$

wobei k eine effektive Kopplungskonstante ist.^{F32)} Den relevanten Lagrangeoperator für $U(U') \rightarrow \gamma\gamma$ erhält man nun die Ersetzung von $\vec{W}_{\mu\nu}$ durch $\hat{\vec{W}}_{\mu\nu}$ und Ausführen der Transformation (III.21a). Dies ist äquivalent zur Ersetzung von $\vec{W}_{\mu\nu}$ ⁽³⁾ durch $\sin\Theta_W \cdot F_{\mu\nu}$ und wir finden

$$\Gamma(U(U') \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{k^2}{\pi} \sin^4\Theta_W \frac{M^2}{\Lambda^2}. \quad (V.10)$$

Für $k^2 = 4\pi$, $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ und $M = 60 \text{ GeV}$ z.B. ergibt dies $\Gamma(U(U') \rightarrow \gamma\gamma) \approx 46 \text{ MeV}$, sehr ähnlich zu dem mit (V.8) gewonnenen Resultat. Eine analoge Überlegung läßt sich natürlich auch im Fall des X^0 - bzw. X'^0 -Bosons durchführen.

Falls die Subkonstituenten Farbe tragen, kann $U(U')$ auch in zwei Gluonen zerfallen. Für den Isotriplettzustand $X^0(X'^0)$ ist dies hingegen, da Gluonen Isosingulettobjekte sind, auf dem Tree-Niveau nicht möglich und die Rate für $X^0(X'^0) \rightarrow gg$ wird deshalb sehr klein sein. Zur Ermittlung der Zerfallsbreite für $U(U') \rightarrow gg$ kann man analog zu (V.9) vorgehen, wobei $\vec{W}_{\mu\nu}$ durch den Feldstärketensor des V_8^0 -Bosons zu ersetzen ist. Die V_8 -Gluon-Mischung führt dann zu $V_{8\mu\nu}^a \rightarrow V_{8\mu\nu}^a + \lambda_8 G_{\mu\nu}^a$, $a = 1, \dots, 8$ und man erhält⁶⁹⁾

$$\Gamma(U(U') \rightarrow gg) = 8 \frac{k^2}{\pi} \lambda_8^4 \frac{M^2}{\Lambda^2}. \quad (V.11)$$

Mit $\lambda_8^2 \approx 0.3 \dots 0.64$ ist damit $\Gamma(U(U') \rightarrow gg) \approx (15-60) \cdot \Gamma(U(U') \rightarrow \gamma\gamma)$.

Nach einem Paritätsdublett $\{U, U'\}$ mit universeller Kopplung an alle Fermionen wurde bei PETRA im Verlauf des letzten Jahres intensiv, jedoch mit negativem Resultat, gesucht, so daß die Existenz von Teilchen dieser Art mit einer Masse kleiner als etwa 47 GeV ausgeschlossen ist¹¹⁹⁾. Für größere Massen konnten obere Grenzen für g bestimmt werden. So erhält man für $M = 50 (60) \text{ GeV}$ $g \leq 0.046 (0.079)$.¹²⁶⁾ Mit diesen Informationen läßt sich nun für $M < m_W, m_Z$ folgendes Bild der $U(U')$ Zerfälle gewinnen:

1. Falls die Konstituenten von U farbige Objekte sind, wird wahrscheinlich der Zerfall $U (U') \rightarrow gg$ dominieren. Das Verzweigungsverhältnis für Zerfälle in $l^+ l^-$ ($l = e, \mu, \tau$) ist kleiner als etwa 3 %, für $U(U') \rightarrow \gamma\gamma$ beträgt es etwa 1-6 %.
2. Falls die Konstituenten von U Farbsingulettobjekte sind, gibt es zwei Möglichkeiten. Für $h = m_f/\Lambda$ wird sehr wahrscheinlich $U(U') \rightarrow \gamma\gamma$ die dominante Zerfallsmode sein. Zerfälle in Leptonpaare sind in diesem Fall vollkommen vernachlässigbar. Für eine universelle Kopplung $h = g$ andererseits ist das Verzweigungsverhältnis für $U(U') \rightarrow l^+ l^-$ typischerweise im Bereich von etwa 3-5 % und für $U(U') \rightarrow \gamma\gamma$ von der Größenordnung 10 %.

Die Vorhersagen für die Zerfälle des $X^0 (X'^0)$ -Bosons hängen stark von der elektrischen Ladung seiner Konstituenten ab. Für $q = 1/2$ wird $X^0 (X'^0)$ infolge der Kopplung proportional zu m_f fast ausschließlich in $b\bar{b}$ (bzw. $t\bar{t}$) Paare zerfallen, anderenfalls wird $X^0 (X'^0) \rightarrow \gamma\gamma$ die dominante Zerfallsmode sein. $X^\pm (X'^\pm)$ schließlich wird für $M < m_W$ nahezu ausschließlich in $c\bar{b}$ (bzw. $t\bar{b}$) zerfallen.

V.1.2 Produktion und experimentelle Signaturen

Infolge ihrer Kopplung an Fermionpaare proportional zu m_f werden X - bzw. X' -Bosonen, ähnlich wie das Higgs-Teilchen²⁰⁾, in vielen Experimenten nur mit sehr geringen Raten produziert. Eine Ausnahme hiervon bildet jedoch eventuell die Produktion von X bzw. X' durch den Zerfall von intermediären Vektorbosonen. So können die $X(X')$ -Bosonen, falls sie leichter als $\frac{1}{2} m_W$ sind, paarweise durch den Zerfall $W(Z) \rightarrow XX$ bzw. $X'X'$ erzeugt werden. Die Rate für diesen Prozeß läßt sich analog wie im Fall von $g \rightarrow \pi\pi$ berechnen und man erhält Werte von der Größenordnung 200 (300) MeV¹²⁷⁾. Der anschließende $X (X')$ -Zerfall in je zwei hadronische Jets verhindert jedoch eine problemlose Identifizierung dieser Zerfallsmode der intermediären Vektorbosonen, da die resultierenden Vier-Jet-Ereignisse von einem großen QCD Untergrund separiert werden müssen.

Eine andere Möglichkeit zur Erzeugung von $X (X')$ und daneben auch $U (U')$ in Zerfällen der intermediären Vektorbosonen bilden radiative Übergänge wie $Z \rightarrow U\gamma$, $W^\pm \rightarrow X^\pm \gamma$ etc.. Falls die W -Konstituenten Spin 1/2 Fermionen

sind, handelt es sich hierbei um magnetische Übergänge analog zu $\omega \rightarrow \pi \gamma$ oder $\varrho \rightarrow \pi \gamma$ und die Raten können auf ähnliche Weise wie in diesem Falle abgeschätzt werden. Im nichtrelativistischen Bild findet man z.B. ¹²²⁾

$$\Gamma(Z \rightarrow \ell \gamma) = \frac{16}{3} \alpha p^2 \mu^2, \quad (V.12)$$

wobei p der Impuls des Photons und μ das magnetische Übergangsmoment ist. Das magnetische Moment der W -Konstituenten α und β ist durch $Q_{\alpha, \beta}/2m$ gegeben, wobei Q ihre elektrische Ladung und m ihre effektive Masse ist. Hiermit erhalten wir dann: ¹²²⁾

$$\Gamma(Z \rightarrow \ell \gamma) = \frac{4}{3} \alpha \left(\frac{1}{2m} \right)^2 p^3, \quad (V.13a)$$

$$\Gamma(Z \rightarrow X^0 \gamma) \approx \Gamma(W^\pm \rightarrow X^\pm \gamma) = \frac{4}{3} \alpha \left(\frac{1}{2m} \right)^2 p^3 (2q-1)^2. \quad (V.13b)$$

Die radiativen Zerfälle der W - und Z -Bosonen in ihre Spin 0 Partner $X^{\pm, 0}$ sind somit für $q = \frac{1}{2}$ verboten. Analoge Betrachtungen lassen sich auch für die eventuell existierenden Skalare X' und U' durchführen, wobei es sich bei den radiativen Zerfällen von $W^\pm$ und Z^0 nun jedoch um elektrische Dipolübergänge handelt. Eine alternative Möglichkeit, die Rate für $Z \rightarrow U (U') \gamma$ zu berechnen, ergibt sich aus dem effektiven Lagrangeoperator (V.9). Den für den radiativen Übergang verantwortlichen Operator erhält man durch Ersetzung eines $\hat{W}_{\mu\nu}^{(3)}$ Operators in (V.9) durch $\sin \Theta \hat{W} \cos \Theta \hat{W} F_{\mu\nu}$ und ist äquivalent zur Ersetzung von $\vec{\hat{W}}_{\mu\nu}$ durch $\vec{\hat{W}}_{\mu\nu}$ und anschließendem Ausführen der Transformation (III.21a). Die Zerfallsrate ist dann durch ¹²⁴⁾

$$\Gamma(Z \rightarrow U(U') \gamma) = \frac{2k^2}{3\pi} \sin^2 \Theta_W \cos^2 \Theta_W \frac{(m_Z^2 - M^2)^3}{m_Z^3 \Lambda^2} \quad (V.14)$$

gegeben. In Tabelle V-1 haben wir die Resultate von Gl. (V.13a) und (V.14) für einige Werte von M verglichen, wobei für die Parameter $m = M/2$, $k^2 = 4\pi$ und $\Lambda = 1$ TeV verwendet wurde. Die Werte in Klammern in der dritten Spalte stellen dabei die Resultate von Gl. (V.14) dar, die Werte ohne Klammern wurden mit Gl. (V.13a) berechnet. Wie man der Tabelle entnimmt, stimmen die beiden Methoden in ihren Ergebnissen recht gut überein. Die numerischen Werte für das radiative Verzweigungsverhältnis des Z -Bosons sind natürlich in beiden Fällen relativ unsicher und hängen stark von der effektiven Masse

Tabelle V-1

M[GeV]	p[GeV]	BR($Z \rightarrow U \gamma$)[%]
45	36	6.7 (5.4)
55	30	2.9 (3.4)
65	24	1.0 (1.7)
75	16	0.2 (0.5)

m bzw. von der Größe von k und Λ ab. Der radiative Zerfall eines Z-Bosons wird somit im allgemeinen einen beträchtlichen Anteil der Gesamtrate des Z^0 darstellen, wobei im Endzustand dominant ein U (U')-Teilchen auftreten wird. Die Übergänge $W^\pm \rightarrow X^\pm \gamma$ sind hingegen sehr wahrscheinlich unterdrückt, in Übereinstimmung mit den experimentellen Daten: radiative W-Zerfälle wurden bis jetzt nicht beobachtet.¹²⁸⁾

Die anschließenden Zerfälle des U(U')-Bosons können zu einigen interessanten experimentellen Signaturen für radiative Z-Übergänge führen:

- 1) Falls das Verzweigungsverhältnis für $U (U') \rightarrow l^+ l^-$ von der Größenordnung einiger Prozent ist, erwartet man das Auftreten von $Z \rightarrow l^+ l^- \gamma$ mit einer Häufigkeit von etwa 10 % des Zerfalls $Z \rightarrow l^+ l^-$. Dieses Verhalten wurde in den 1983 am CERN Collider genommenen Daten tatsächlich gefunden¹¹⁷⁾ (siehe auch Abschnitt IV.3.2), jedoch erwies sich die Kinematik der Ereignisse als inkompatibel mit der Hypothese eines radiativen Z-Zerfalls.¹¹⁸⁾ In den neuen, 1984 genommenen Daten, scheinen $Z \rightarrow l^+ l^- \gamma$ Ereignisse nicht mehr enthalten zu sein,⁹⁰⁾ so daß die Existenz eines U- bzw. U' -Teilchens mit einer Masse kleiner als etwa 60 GeV und einem Verzweigungsverhältnis in $l^+ l^-$ größer als etwa 3 % damit praktisch ausgeschlossen ist.
- 2) Falls U(U') dominant in zwei Gluonen oder ein $q\bar{q}$ Paar zerfällt, erwarten wir $Z \rightarrow \gamma jj$ Übergänge mit einem Verzweigungsverhältnis von einigen Prozent. Dies ist etwa ein Faktor 10 mehr als wir für den Zerfall $Z \rightarrow \gamma gg$ (siehe Abschnitt (III.2.1)) erhalten haben. Das Photon besitzt dabei

eine feste Energie und die invariante Masse der beiden Jets beträgt gerade $m(jj) = M$.

- 3) Der Zerfall $U(U') \rightarrow \gamma\gamma$ wird im allgemeinen eine nicht vernachlässigbare Zerfallsmode des $U(U')$ -Bosons sein, die unter Umständen sogar dominieren kann. Der Zerfall $Z \rightarrow \gamma_1\gamma_2\gamma_3$ mit $m(\gamma_2\gamma_3) = M$ und fester Energie für γ_1 sollte folglich, falls $M < m_Z$, auf dem Niveau von $10^{-2} \% - 1 \%$ aller Z^0 -Zerfälle vorhanden sein. Dieses Verzweigungsverhältnis ist etwa 10 bis 10^3 mal größer als man für den direkten Übergang $Z \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ erwartet (siehe Abschnitt (III.2.1)). Der Zerfall $Z \rightarrow U\gamma_1$, $U \rightarrow \gamma_2\gamma_3$ würde damit insbesondere am SLC oder LEP ein außergewöhnlich klares experimentelles Signal liefern.

Bei unserer Diskussion der Produktionsmöglichkeiten der Spin 0 Partner von W und V haben wir uns bis jetzt auf die Erzeugung durch Zerfälle von W^+ und Z^0 beschränkt. Falls X (X') und U (U') jedoch Massen größer als m_W bzw. m_Z besitzen, ist diese Möglichkeit versperrt. Für das $U(U')$ -Boson existieren jedoch infolge der unter Umständen relativ starken Kopplung an Photonen und Gluonen weitere Produktionsmöglichkeiten, die auch für $M > m_W, m_Z$ nicht zu kleine Raten liefern. An e^+e^- Beschleunigern z.B. besteht die Möglichkeit, U (U') durch $\gamma\gamma$ -Kollisionen zu produzieren. Benutzt man die Weizsäcker-Williams Näherung, so erhält man für die Produktionsrate¹²⁹⁾:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- U(U')) = \frac{8\pi^2}{M^3} k(\sqrt{s}, \frac{M}{\sqrt{s}}) \Gamma(U(U') \rightarrow \gamma\gamma), \quad (V.15a)$$

wobei

$$K(\sqrt{s}, x) = \left[\left(1 + \frac{x^2}{2}\right)^2 \ln \frac{1}{x^2} - \frac{1}{2} (1-x^2)(3+x^2) \right] \left(\frac{\alpha}{\pi} \ln \frac{s}{m_e^2} \right)^2 \quad (V.15b)$$

die $\gamma\gamma$ -Luminosität ist. Für $\sqrt{s} = 200$ GeV, $M = 100$ GeV und $\Gamma(U(U') \rightarrow \gamma\gamma) = 0.2$ GeV erhält man zum Beispiel $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- U(U')) \approx 12$ pb. $U(U')$ sollte damit bei LEP in $\gamma\gamma$ -Kollisionen bis zu einer Masse von etwa 170 GeV nachweisbar sein.

Falls die Konstituenten von $U(U')$ Farbe tragen, kann das isoskalare Spin 0

Boson auch in Hadron-Hadron-Kollisionen via Gluon-Gluonfusion mit einer Rate⁶⁹⁾

$$\sigma(U(U')) = \frac{\pi^2}{8} \frac{\Gamma(U(U') \rightarrow gg)}{M^3} \tau \int \frac{dx}{x} g(x, M^2) g\left(\frac{\tau}{x}, M^2\right); \tau = \frac{M^2}{s} \quad (V.16)$$

erzeugt werden. Benützt man die Parametrisierung der Gluonverteilungsfunktion $g(x, Q^2)$ aus Ref. 84, so erhält man hiermit z.B. für $\sqrt{s} = 630$ GeV (2 TeV); $M = 150$ GeV und $\Gamma(U(U') \rightarrow gg) = 10$ GeV $\sigma(U(U')) \approx 0.09$ (5.7) nb, d.h. ein isoskalares Spin 0 Objekt mit dieser Masse und Zerfallsbreite würde am Tevatron mit einer relativ großen Rate erzeugt werden.

Neben dem Zerfall in zwei Photonen gibt es für $M > m_Z$ mit $U(U') \rightarrow Z\gamma$ noch eine weitere Zerfallsmode des $U(U')$ -Bosons, die eine klare experimentelle Signatur für in Hadron-Hadron-Kollisionen produzierte isoskalare Spin 0 Teilchen liefert. Die Rate für diesen Prozeß läßt sich ganz analog zu $Z \rightarrow U\gamma$ berechnen und man findet, daß der Zerfall $U(U') \rightarrow Z\gamma$ je nach der Masse von $U(U')$ ein Verzweigungsverhältnis von etwa 1-10 % haben wird.¹³⁰⁾ Da das Z-Boson zu etwa 18 % in ein Neutrinopaar zerfällt, werden $U(U')$ -Zerfälle damit nicht selten in sogenannten "Monophoton"-Ereignissen $\gamma p^{\pm}$ resultieren, wobei die transversale Impulsverteilung des Photons einen typischen Jacobipeak an der Stelle $(M^2 - m_Z^2)/2M$ aufweist. Monophoton-Ereignisse sollten deshalb an zukünftigen Hadron-Hadron-Beschleunigern eine relativ problemlose Identifizierung der $U(U')$ -Bosonen erlauben, falls diese via Gluon-Gluonfusion direkt produziert werden können.

Zusammenfassend können wir festhalten, daß durch eine unter Umständen relativ starke Kopplung an Photonen, Z-Bosonen und Gluonen gute Chancen bestehen, das $U(U')$ -Boson in zukünftigen Experimenten nachzuweisen, falls es tatsächlich existiert. Im Gegensatz hierzu wird es wahrscheinlich jedoch nicht leicht sein, die Existenz der X-Bosonen zu beweisen. Ihre außerordentlich schwache Kopplung an Fermionen sowie das eventuelle Verschwinden der Kopplung an Photonen, Gluonen und W-Bosonen erschwert ihren Nachweis außerordentlich.

V.2 Chirale Hypercolormodelle und Spektrum der Spin 0 Bindungszustände

Im vorhergehenden Abschnitt haben wir unter der Annahme, daß die pseudo-

skalaren Partner $\tilde{X}$ und U der intermediären Vektorbosonen in Modellen vom Fritzsche-Mandelbaum Typ tatsächlich existieren (unter Umständen als Mitglieder eines Paritätsdubletts) einige phänomenologische Konsequenzen dieser Objekte betrachtet. Diese Annahme ist mit Sicherheit gerechtfertigt, falls die Hypercolor-Eichgruppe G_H eine vektorartige $SU(n_H)$ -Gruppe ist, d.h. die W-Konstituenten α und β Dirac-Fermionen sind. In diesem Falle würde man jedoch, analog zur Situation der Kernkräfte in der QCD, erwarten, daß die residualen schwachen Wechselwirkungen die Parität erhalten.

Die einfachste Möglichkeit, die maximale Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkungen in ein Substrukturmodell mit zusammengesetzten W- und Z-Bosonen einzubauen, besteht darin, nur die linkshändigen Quarks und Leptonen als Bindungszustände aufzufassen, die rechtshändigen hingegen weiterhin als elementare Objekte oder als Bindungszustände mit einer Skala $\Lambda_R \gg G_F^{-1/2}$ zu interpretieren. Ein Modell dieser Art haben wir mit dem Abbott-Farhi-Modell in Abschnitt II.2.2 kennengelernt. In diesem Abschnitt wollen wir nun versuchen, dieses Konzept auf die Modelle vom Fritzsche-Mandelbaum Typ zu übertragen und einige Konsequenzen hieraus, insbesondere für das Spektrum der Spin 0 Zustände, diskutieren. Durch einen Vergleich mit der Situation im Abbott-Farhi Modell wird sich dabei besonders deutlich die Modellabhängigkeit des Spin 0 Spektrums zeigen.

Da wir zur Vereinfachung nur die linkshändigen Quarks und Leptonen als zusammengesetzte Objekte auffassen wollen, nehmen wir an, daß die W-Konstituenten α und β keine Dirac-Fermionen, sondern linkshändige Weyl-Spinoren sind und sich damit wie $(\frac{1}{2}, 0)$ unter der Lorentzgruppe transformieren. Alle unsere Ergebnisse in diesem Abschnitt bleiben jedoch gültig, wenn wir auch die rechtshändigen Quarks und Leptonen als Bindungszustände rechtshändiger Weyl-Fermionen und einer Skala $\Lambda_R \gg G_F^{-1/2}$ interpretieren. Die Teilchen-Antiteilchen G_H -Singulett-Bindungszustände von α und β mit Bahndrehimpuls $L = 0$ transformieren sich unter der Lorentzgruppe wie

$$\left(\frac{1}{2}, 0\right) \otimes \overline{\left(\frac{1}{2}, 0\right)} = \left(\frac{1}{2}, 0\right) \otimes \left(0, \frac{1}{2}\right) = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right), \quad (V.17)$$

d.h. sie bilden nur reine Vektorzustände, mit deren Grundzustand wir natürlich die intermediären Vektorbosonen identifizieren. Hieraus muß insbesondere geschlossen werden, daß keine pseudoskalaren Bindungszustände aus

einem Weyl-Fermion und seinem Antiteilchen gebildet werden können, so daß die Spin 0 Hyperfeinpartner $\tilde{X}$ und U der W, Z und V-Bosonen in diesem Fall nicht existieren können.^{F33)}

Um dieses durch rein gruppentheoretische Argumente gewonnene Ergebnis dynamisch etwas besser zu verstehen, wollen wir ein stark vereinfachtes Modell für die Hypercolordynamik untersuchen. Zu diesem Zweck betrachten wir ein Spin 1/2 Fermion mit einer effektiven Masse m und sein Antiteilchen, die sich in einem permanent bindenden Potential V(r) bewegen, das, ähnlich wie im nichtrelativistischen Quarkmodell, den Effekt des Confinements der Hypercolordynamik repräsentiert. Da nur linkshändige Fermionen und ihre rechtshändigen Antiteilchen durch Hypercolorkräfte miteinander wechselwirken sollen, besitzt V(r) eine (V-A) x (V-A) Lorentzstruktur. Vernachlässigt man höhere relativistische Korrekturen, so nimmt V(r) für ein Fermion-Antifermion System die allgemeine Gestalt

$$V(r) = (1 + 4 \vec{s}_f \vec{s}_{\bar{f}}) U(r) \quad (V.18)$$

an, wobei $\vec{s}_f$ ($\vec{s}_{\bar{f}}$) der Spinoperator des Fermions (Antifermions) ist. Im Gegensatz zu paritätserhaltenden Wechselwirkungen ist das Potential nun stark vom Spinzustand der Fermionen abhängig. Befindet sich das Fermion-Antifermionsystem zum Beispiel in einem Zustand mit Gesamtspin 1 (0), so ist $\vec{s}_f \vec{s}_{\bar{f}} = \frac{1}{4}$ ($-\frac{3}{4}$) und folglich

$$V(r) = \begin{cases} 2 U(r) & \text{für Spin 1} \\ -2 U(r) & \text{für Spin 0.} \end{cases} \quad (V.19)$$

Identifiziert man die W-Bosonen mit dem Gesamtspin 1 Grundzustand von V(r), so muß U(r) ein anziehendes Potential sein, um Bindungszustände zu erlauben. Zur Gewährleistung von Confinement darf U(r) zudem kein kontinuierliches Spektrum besitzen. Falls diese notwendigen Eigenschaften erfüllt sind, so zeigt Gl. (V.19) jedoch sofort, daß V(r) für den entsprechenden pseudoskalaren Zustand abstoßend ist und folglich keine Bindungszustände dieser Art existieren. Das Fehlen der pseudoskalaren Partner von $\tilde{W}$ und V läßt sich in diesem vereinfachten Modell somit darauf zurückführen, daß

nur linkshändige Fermionen und ihre rechtshändigen Antiteilchen durch Hypercolorkräfte miteinander wechselwirken und das Potential hierdurch stark spinabhängig wird.

Vergleicht man nun die Modelle vom Fritzsche-Mandelbaum Typ für linkshändige Weyl-Fermionen mit dem ursprünglichen Abbott-Farhi-Modell, so ergeben sich einige interessante Parallelen bzw. Antiparallelen. In beiden Modellen existieren die Isotriplett $L = 0$ Spin 0 Grundzustandspartner $\vec{X}$ der $\vec{W}$ -Bosonen nicht, jedoch aus unterschiedlichen Gründen. Im Abbott-Farhi-Modell ist hierfür die Bose-Einstein-Symmetrie zusammen mit der globalen $SU(2)_W$ - und der lokalen $SU(2)_L$ -Hypercolorsymmetrie verantwortlich,³²⁾ während in dem oben skizzierten Modell die Lorentzsymmetrie die Bildung von pseudoskalaren G_H -Singulett-Bindungszuständen verbietet. Das Spektrum der isoskalaren Zustände ist andererseits in den beiden Modellen gerade umgedreht. Während im Abbott-Farhi-Modell das V^0 -Boson infolge der Bose-Einstein-Symmetrie nicht, jedoch dafür der zugehörige $L = 0$ Spin 0 Grundzustandspartner existiert, ist die Situation in Modellen mit rein linkshändigen W-Konstituenten gerade umgekehrt.

In beiden Modellen weist somit das Spektrum der Spin 0 Teilchen fehlende Zustände auf. Da ebenfalls in beiden Modellen die Hypercolor-Wechselwirkung die Parität verletzt, liegt die Vermutung nahe, daß zwischen diesen beiden Phänomenen ein Zusammenhang besteht. Welche Zustände fehlen, ist jedoch abhängig vom Spin der W-Konstituenten. Das Spektrum der zusammengesetzten Spin 0 Teilchen kann somit dazu beitragen, zwischen verschiedenen Substrukturmodellen zu unterscheiden. So würde z.B. die Entdeckung eines pseudoskalaren Isoskalars U mit einer Masse nicht allzu verschieden von m_W sowohl das Abbott-Farhi-Modell als auch Modelle mit linkshändigen Weyl-Fermionen als W-Konstituenten ausschließen. Die Suche nach diesem Teilchen, für das die Chancen eines Nachweises in zukünftigen Experimenten, wie wir im letzten Abschnitt gesehen haben, wesentlich günstiger sind, als z.B. für ein Spin 0 Isotriplett, wird deshalb nützliche Informationen über eine eventuelle Substruktur und die Eigenschaften der Dynamik der Subkonstituenten liefern.

Zum Abschluß unserer Untersuchungen wollen wir noch einige weitere interessante Eigenschaften der Modelle mit linkshändigen W-Konstituenten erwäh-

nen. Da es sich hierbei um chirale Eichtheorien handelt, muß sichergestellt werden, daß keine die Renormierbarkeit der Theorie zerstörenden Anomalien der Eichgruppe auftreten. Diese Forderung erweist sich, da α und β in einer komplexen Darstellung von G_H sind,^{F34)} als sehr restriktiv. Zusammen mit der asymptotischen Freiheit von G_H als notwendiger Voraussetzung für Confinement läßt diese Forderung nur die Gruppen $SO(10)$, $SO(14)$ und $E(6)$ als Kandidaten für G_H zu. Eine wichtige Rolle in chiralen Eichtheorien spielen auch Instantoneffekte. Sie brechen die globale $U(1)$ -Symmetrie der Fermionenzahlerhaltung und verletzen damit in den hier betrachteten Modellen, wie sich leicht einsehen läßt, auch die Erhaltung der Baryonzahl B sowie der Leptonzahl L , während die Differenz $B-L$ erhalten bleibt. Legt man die drei oben angeführten Kandidaten für G_H zugrunde, so findet man jedoch, daß Instantoneffekte nur Prozesse mit

$$|\Delta B| = |\Delta L| \geq 2 \quad (V.20)$$

induzieren können, so daß Protonzerfall ($\Delta B = 1$) nicht möglich ist und die untere Grenze (II.26) für die Substrukturskala umgangen wird. Die einfachsten erlaubten Prozesse mit $\Delta B = \Delta L = 2$ umfassen $H - \bar{H}$ Oszillationen, den "Doppelprotonzerfall" $pp \rightarrow e^+ e^+$ in Kernen, sowie den Zerfall $n \rightarrow \bar{p} e^+ \bar{\nu}$ und werden durch einen effektiven Lagrangeoperator der Dimension zwölf beschrieben. Nimmt man, wie üblich, für die Substrukturskala $\Lambda \sim 1 \text{ TeV}$ an, so finden wir für die $H - \bar{H}$ Oszillationszeit

$$\tau(H - \bar{H}) \sim O(10^{13} \text{ y}) \quad (\geq 6 \cdot 10^{12} \text{ y}) \quad (V.21a)$$

und für die Lebensdauern der beiden anderen Prozesse

$$\tau(pp \rightarrow e^+ e^+) \sim O(10^{30} \text{ y}) \quad (> 10^{23} \text{ y}) , \quad (V.21b)$$

$$\tau(n \rightarrow \bar{p} e^+ \bar{\nu}) \sim O(10^{31} \text{ y}) . \quad (V.21c)$$

Die Zahlenwerte in Klammern stellen dabei die gegenwärtigen experimentellen Grenzen für diese Reaktionen dar.¹³¹⁾ Man erwartet somit insbesondere $H - \bar{H}$ Oszillationen mit einer Frequenz nahe der erlaubten oberen Grenze.

Zusammenfassend haben wir gesehen, daß in den Modellen vom Fritzsche-Mandelbaum Typ, in denen die W-Konstituenten α und β linkshändige Weyl-Fermionen sind, keine pseudoskalaren Partner zu $\vec{W}$ und V existieren können und haben damit die extreme Modellabhängigkeit des Spektrums der skalaren Bindungszustände demonstriert. Abschließend wurden die betrachteten Modelle mit dem Abbott-Farhi-Modell verglichen sowie einige zusätzliche interessante Eigenschaften von Modellen mit rein linkshändigen W-Konstituenten erörtert.

VI. Zusammenfassung und Schlußbemerkungen

In dieser Arbeit haben wir uns mit der Phänomenologie von Modellen mit zusammengesetzten Quarks, Leptonen und intermediären Vektorbosonen beschäftigt, wobei wir unser Augenmerk insbesondere auf mögliche Abweichungen vom Standardmodell richteten. Nach einer kurzen Diskussion der Einschränkungen an die Skala einer eventuellen Substruktur der Quarks und Leptonen durch gegenwärtige und zukünftig mögliche Experimente haben wir in einem Überblick die wichtigsten Modelle mit zusammengesetzten Quarks, Leptonen und W-Bosonen vorgestellt und ihre Eigenschaften diskutiert.

Im Anschluß an diese Einführung wurde die Phänomenologie des Spin 1 Sektors dieser Modelle im Detail untersucht. Unter der Annahme einer Stromfeld-Identität für den elektromagnetischen Strom konnten wir zeigen, daß die effektive Lagrangedichte für die Wechselwirkungen der zusammengesetzten Fermionen und intermediären Vektorbosonen, bis auf Terme mit dem physikalischen Higgsboson, identisch mit der Lagrangedichte des Standardmodells in der unitären Eichung ist. Massen und Zerfallsbreiten von $W^\pm$ und Z^0 sowie die Struktur der residualen schwachen Wechselwirkungen bei niedrigen Energien werden deshalb in erster Näherung identisch mit dem Resultat im Standardmodell sein. Isoskalare und farbige massive Vektorbosonen, die in den meisten Modellen existieren sollten, können jedoch für Abweichungen in den Massen von $W^\pm$ und Z^0 sowie in der Struktur der neutralen schwachen Stromwechselwirkungen bei niedrigen Energien von den Vorhersagen der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Eichtheorie sorgen. Strom-Feld-Identitäten für den elektromagnetischen und den Farbstrom ergeben einen Lagrangeoperator mit einer lokalen Eichsymmetrie für die Wechselwirkung der zusätzlichen Vektorbosonen mit Quarks und Leptonen, die nur durch die Massen der Vektorbosonen gebrochen wird. Unser weiteres Interesse galt einigen seltenen Zerfällen des Z^0 -Bosons, in denen sich eine mögliche Substruktur besonders deutlich manifestieren kann. Der Zerfall $Z^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma$ erwies sich als etwa 10^4 mal häufiger als im Standardmodell und läßt sich an den zukünftigen "Z⁰-Fabriken" SLC und LEP besonders leicht testen. Mit dem Zerfall $Z \rightarrow \gamma g g$ bzw. der inversen Reaktion $g g \rightarrow Z \gamma$ kann geklärt werden, ob das Z-Boson farbige Subkonstituenten enthält oder nicht. Als ein weiteres Anzeichen, wenn auch nicht als Beweis für eine Substruktur, kann eine relativ starke Abweichung des $\mathcal{E}$ -Pa-

rameters von Eins angesehen werden. Während im Standardmodell $\Delta g = g - 1$ typischerweise von $O(10^{-3})$ ist, ergeben elektromagnetische Effekte in Substrukturmodellen hierfür im allgemeinen etwa eine Größenordnung mehr. Zusätzlich isoskalare Vektorbosonen können diesen Effekt noch verstärken. Tatsächlich wird ein relativ großer Wert für Δg durch jüngste Messungen der elektroschwachen Asymmetrie bei PETRA bevorzugt. Im dritten Abschnitt unserer Untersuchung des Spin 1 Sektors haben wir die Phänomenologie der farbigen Partner von W und Z betrachtet. Diese Objekte sollten in Modellen mit farbigen W-Konstituenten existieren und eine Masse von etwa 100 - 200 GeV besitzen. Nach einigen grundlegenden Überlegungen über Massen und Kopplungen dieser Teilchen haben wir zuerst ihren Einfluß auf hadronische schwache Prozesse bei niedrigen Energien untersucht. Infolge des unvollständigen theoretischen Verständnisses dieser Prozesse sind die Einschränkungen an Massen und Kopplungskonstanten der farbigen W-Bosonen durch die gegenwärtigen experimentellen Daten nur gering und die Existenz derartiger Teilchen mit Massen größer als 100 GeV kann hierdurch nicht ausgeschlossen werden. Aufgrund ihrer relativ kleinen Massen und eines großen $SU(3)_C$ -Faktors können farbige Partner der W-Bosonen bereits am CERN Collider mit einer ziemlich großen Rate produziert werden. Ihre Zerfälle können unter anderem zu sogenannten Monojet- und Bijetereignissen führen. Ereignisse dieser Signatur wurden am CERN $p\bar{p}$ Collider beobachtet und nach einer vorläufigen Analyse ist nicht ausgeschlossen, daß farbige W-Bosonen ihre Quelle sind. Unsere Überlegungen über die Phänomenologie des Spin 1 Sektors haben wir schließlich mit einer Betrachtung der niedrigsten angeregten Spin 1 Zustände W' der W-Bosonen abgeschlossen. Zur Konstruktion des effektiven Lagrangeoperators für die W' -Kopplungen benutzten wir eine verallgemeinerte Strom-Feld-Identität des elektromagnetischen Stromes. Zusammen mit einer Dualitätsrelation erlaubte uns dies, die Kopplungskonstanten von $W'^{\pm}$ und Z'^0 an Quarks und Leptonen bei gegebener W' -Masse festzulegen. Hierbei stellten wir fest, daß die angeregten W-Bosonen nur sehr schwach an Fermionen koppeln können, falls ihre Masse relativ klein ist. Dies führt dazu, daß man eine relativ kleine Produktionsrate der W' -Bosonen am TEVATRON erwartet, so daß sich die Frage nach der Existenz angeregter W-Bosonen mit einer Masse kleiner als 1 TeV wahrscheinlich nur mit Hilfe eines der Supercollider LHC oder SSC beantworten läßt. Schließlich fanden wir, daß angeregte W-Bosonen, ähnlich dem Higgsboson im Standardmodell, dominant in zwei W-

Bosonen zerfallen, während radiative Zerfälle $W^+ \rightarrow W\gamma$ und Zerfälle in Quark- und Leptonpaare eine untergeordnete Rolle spielen.

Der vierte Hauptabschnitt dieser Arbeit war der Phänomenologie zusammengesetzter Spin 1/2 Fermionen gewidmet. Hierbei haben wir uns zuerst mit der Massenerzeugung für Quarks und Leptonen in Substrukturmodellen beschäftigt. Um die Größe der Fermionmassen zu verstehen, zeigte es sich dabei zunächst als notwendig, Quarks und Leptonen durch eine Symmetrie masselos zu halten. Eine Möglichkeit hierfür stellt eine ungebrochene chirale Symmetrie dar, wobei das Spektrum der masselosen zusammengesetzten Spin 1/2 Fermionen durch die Konsistenzbedingungen von 't Hooft bestimmt wird. Wir studierten insbesondere Lösungen dieser Bedingungen für Modelle vom Fritzsch-Mandelbaum Typ. Um nichtverschwindende Massen für Quarks und Leptonen erzeugen zu können, muß die Symmetrie, welche die Fermionen zunächst masselos hält, gebrochen werden. Angeregt durch die starke Abhängigkeit der Quark- und Leptonmassen von der elektrischen Ladung haben wir vorgeschlagen, daß elektromagnetische Effekte für den Hauptanteil an dieser Brechung verantwortlich sind, so daß die Massen der Quarks und Leptonen als elektromagnetische Selbstenergien gedeutet werden können. Die Hierarchie für die Massen der verschiedenen Familien wird dabei durch die Qualität der Dominanz des Selbstenergiendiagramms durch einen oder mehrere Zwischenzustände bestimmt. Effekte höherer Ordnung erzeugen die schwachen Mischungswinkel, wobei sich als Konsequenz eine Lebensdauer des B-Mesons von etwa 10^{-12} s ergab. Diese Vorhersage wurde in der Zwischenzeit durch das Experiment bestätigt. Die Masse des Top-Quarks schließlich sollte im Bereich von 20 bis etwa 27 GeV liegen und damit nur wenig größer als der gegenwärtige untere Grenzwert von 23 GeV aus den PETRA-Daten sein. Eine t-Quarkmasse im Bereich von 30 bis 50 GeV, wie sie durch einige Ereignisse am CERN Collider nahegelegt wird, ist nur schwer mit der Vorstellung eines elektromagnetischen Ursprungs der Quark- und Leptonmassen vereinbar. Zum Abschluß unserer Betrachtung des Spin 1/2 Sektors haben wir uns mit einigen phänomenologischen Aspekten von farboxotischen und angeregten Quarks und Leptonen beschäftigt. Hierbei fanden wir, daß Hadron-Hadron-Beschleuniger besonders zum Nachweis farboxotischer Fermionen und angeregter Quarks geeignet sind. Lepton-Hadron- und e^+e^- -Kollisionen eignen sich hingegen besonders zum Nachweis farboxotischer und angeregter Leptonen.

Im letzten Hauptabschnitt wurde schließlich die Phänomenologie des Spin 0 Sektors etwas näher betrachtet. Im ersten Teil untersuchten wir die Eigenschaften und experimentellen Signaturen für hypothetische Spin 0 Partner der intermediären Vektorbosonen. Isoskalare Spin 0 Bosonen erwiesen sich dabei als besonders leicht nachweisbare Objekte. Sowohl $p\bar{p}$ und e^+e^- -Kollisionen als auch radiative Z^0 -Zerfälle stellen potentiell starke Quellen für diese Teilchen dar. Im zweiten Teil haben wir versucht, anhand eines speziellen Modells die Modellabhängigkeit des Spektrums der Spin 0 Bindungszustände zu demonstrieren und hieraus einige Folgerungen zu ziehen.

Die gegenwärtig existierenden Modelle mit zusammengesetzten Quarks, Leptonen und W-Bosonen können sicherlich nur als vorläufige Versuche für eine Beschreibung der Materie durch eine neue Substruktur angesehen werden, die bei Distanzen von etwa 1 TeV^{-1} auftritt. Alle Modelle jedoch sagen drastische Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells im TeV-Bereich voraus. Wir haben in dieser Arbeit versucht, einige dieser Abweichungen aufzuzeigen und mögliche Signale einer Substruktur der Quarks, Leptonen und W-Bosonen herauszuarbeiten. Neuartige Teilchen mit ungewöhnlichen Eigenschaften stellen hierfür sicherlich ein besonders auffälliges Anzeichen dar. Experimente an den zukünftigen Beschleunigungsanlagen, insbesondere an den geplanten Supercollidern LHC und SSC, werden uns zeigen, ob Quarks, Leptonen und eventuell auch die W-Bosonen eine innere Struktur besitzen oder nicht.

Danksagung

Ich bin Herrn Prof. Dr. H. Fritzscht für die Betreuung, seine Hilfe und fortwährende Unterstützung sowie für die vielen fruchtbaren Unterhaltungen zu großem Dank verpflichtet. Weiterhin möchte ich meinem Dank an Prof. H. Faissner, Prof. D. Schildknecht, Dr. B. Schrempp, Dr. F. Schrempp, Dr. K.H. Schwarzer sowie Dr. K.H. Streng für ihre Hilfe und ihre wertvollen Anregungen Ausdruck verleihen. Für interessante Diskussionen möchte ich auch Prof. W. Buchmüller, Prof. A. Buras, D. Düsedau, J. Goity, Prof. R. Kögerler, D. Lüst, Prof. R.D. Peccei, H. Steger sowie D. Zeppenfeld Dank sagen. Nützliche Hinweise erhielt ich schließlich auch von J.M. Gérard, M. Lindner, G. Mandelbaum, S. Nussinov, Prof. E. de Rafael, F.M. Renard, Prof. R. Rückl sowie K. Tamvakis. Den Theoriegruppen des Department of Physics der University of Oxford, Großbritannien, des CERN, Genf, sowie der Fakultät für Physik der Universität Bielefeld danke ich für die mir erwiesene Gastfreundschaft. Meinen Eltern bin ich für fortwährende ideelle Unterstützung und der Max-Planck-Gesellschaft für finanzielle Unterstützung zu Dank verpflichtet. Schließlich möchte ich noch Frau A. Mülberger danken, die die maschinengeschriebene Version dieser Arbeit erstellte.

ANBANG

Grundlagen des Quark-Parton Modells

Hochenergetische Protonen oder andere Hadronen werden im Rahmen des Quark-Parton-Modells als eine Ansammlung quasifreier sogenannter "Partonen" angesehen. Ein Proton mit Impuls P ist somit aus Partonen aufgebaut, die einen Longitudinalimpuls $x_i P$ tragen, wobei die Impulsanteile x_i die Bedingungen

$$0 \leq x_i \leq 1, \quad \sum_{\text{Partonen } i} x_i = 1 \quad (\text{A.1})$$

erfüllen. Für sämtliche Anwendungen in dieser Arbeit ist es ausreichend anzunehmen, daß die Partonen einen vernachlässigbaren Transversalimpuls tragen. Der Streuquerschnitt für die Reaktion

$$a + b \rightarrow c + X, \quad (\text{A.2})$$

wobei a und b Hadronen, c der gewünschte Endzustand und X der "Rest" ist, kann nun durch

$$d\sigma(a+b \rightarrow c+X) = \sum_{i,j} f_i^{(a)}(x_a) f_j^{(b)}(x_b) d\hat{\sigma}(i+j \rightarrow c+X') \quad (\text{A.3})$$

ausgedrückt werden. Hierbei ist $f_i^{(a)}(x)$ die Verteilungsfunktion der Partonen i im Hadron a und $d\sigma(i+j \rightarrow c+X')$ der Streuquerschnitt für den elementaren Partonprozeß der zum Endzustand c führt. Die Summe in (A.3) erstreckt sich über alle beitragenden Partonkonfigurationen. Bezeichnet man nun die invariante Masse des i - j Systems mit

$$\sqrt{s} = \sqrt{s_T} \quad (\text{A.4})$$

und den Longitudinalimpuls im Hadron-Hadron-Schwerpunktssystem mit

$$P = \frac{1}{2} \times \sqrt{s_T}, \quad (\text{A.5})$$

dann können die kinematischen Variablen $x_{a,b}$ des elementaren Prozesses durch die Größen des hadronischen Prozesses ausgedrückt werden,

$$x_{a,b} = \frac{1}{2} \left[(x^2 + 4T)^{1/2} \pm x \right] \quad (\text{A.6})$$

und es gelten die Beziehungen

$$x_a x_b = x \quad , \quad x_a - x_b = x \quad . \quad (A.7)$$

Das gerade beschriebene elementare Partonmodell kann natürlich bestenfalls als eine Näherung der wirklichen Situation angesehen werden. Die für unsere Zwecke wichtigste Modifikation entsteht durch die QCD-Korrekturen zu den Partonverteilungsfunktionen. In führender Ordnung sind diese Korrekturen prozeßunabhängig und können durch die Ersetzung

$$f_i^{(a)}(x_a) \longrightarrow f_i^{(a)}(x_a, Q^2) \quad (A.8)$$

berücksichtigt werden. Die Skala Q^2 sollte dabei von der Ordnung der Subenergie $\hat{s}$ sein.

Im Partonbild besteht ein Proton aus den Valenzquarks sowie aus einem See an $q\bar{q}$ Paaren und Gluonen. Die Verteilungsfunktionen der einzelnen Partonen müssen dann die Erhaltungssätze

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx \, u_v(x, Q^2) &= 2 \quad , \\ \int_0^1 dx \, d_v(x, Q^2) &= 1 \end{aligned} \quad (A.9)$$

und die Impulssummenregel

$$\int_0^1 dx \, x \left[u_v + d_v + G + 2 \sum_q q_s \right] = 1 \quad (A.10)$$

erfüllen, wobei die Verteilungsfunktionen mit den Namen der Quarks bezeichnet wurden (V: Valenz; S: See). Die experimentellen Daten aus der tiefenelastischen Lepton-Nukleon Streuung können nun dazu benutzt werden, die Partonverteilungsfunktionen bei einer Referenzskala $Q^2 = Q_0^2$ über fast den gesamten x -Bereich zu fixieren. Die Werte für $Q^2 > Q_0^2$ sind dann durch die QCD in Form der Altarelli-Parisi Gleichungen¹³²⁾ bestimmt. In unseren Rechnungen haben wir stets die Verteilungsfunktionen von Duke und Owens⁸⁴⁾ benutzt, die sich besonders gut für die Berechnung von Prozessen eignen, die bei sehr kleinen Werten von x (typisch für den Supercollider), ablaufen.

Die Produktionsrate für ein einzelnes Teilchen T mit Masse M, Spin J und n_C Farbfreiheitsgraden ($n_C = 1, 3, 6 \dots$ für $SU(3)_C$ -Singulettts, -Tripletts, -Sextetts, ...) ist, falls die Gesamtzerfallsbreite von T klein gegen M ist, im Quark-Parton-Modell durch den Ausdruck⁹⁸⁾

$$\sigma(a+b \rightarrow T+X) = (2J+1) n_C \cdot S \cdot K \frac{4\pi^2}{M^3} \sum_{i,j} \Gamma(T \rightarrow i,j) (n_C^{(i)} n_C^{(j)})^{-1} \tau \frac{d\mathcal{L}_{ij}}{d\tau} \quad (A.11)$$

gegeben. Hierbei ist S ein statistischer Faktor ($S = 2$ für Gluon-Gluonfusion in einen Farbsingulettzustand, ansonsten $S = 1$), $n_C^{(i)}$ bezeichnet die Anzahl der Farbfreiheitsgrade des Partons i und $\tau = M^2/s$ ($\sqrt{s}$ = Schwerpunktsenergie). Die Größe

$$\frac{d\mathcal{L}_{ij}}{d\tau} = (1 + \delta_{ij})^{-1} \int \frac{dx}{x} \left[f_i^{(a)}(x, M^2) f_j^{(b)}\left(\frac{\tau}{x}, M^2\right) + f_j^{(a)}(x, M^2) f_i^{(b)}\left(\frac{\tau}{x}, M^2\right) \right] \quad (A.12)$$

ist die sogenannte "Partonluminosität" und K schließlich ein möglicher QCD-Verstärkungsfaktor durch Korrekturen höherer Ordnung ($K \lesssim 2$), den wir gleich Eins setzen. Der typische Impulsanteil der Partonen bei der Produktion von T ist

$$x \approx \frac{M}{\sqrt{s}} \quad (A.13)$$

so daß für die Produktion von Teilchen mit einer Masse kleiner als 1 TeV am Supercollider ($\sqrt{s} = 20, 40$ TeV) hauptsächlich kleine Werte von x verantwortlich sein werden.

Falls Quarks zusammengesetzte Objekte mit einer typischen Ausdehnung Λ^{-1} sind, so kann das Quark-Partonmodell nur bis zu einer Skala von $Q^2 \approx \Lambda^2$ als eine verlässliche Näherung angesehen werden. Für $Q^2 > \Lambda^2$ muß es durch ein "Quarkkonstituenten-Partonmodell" abgelöst werden, wobei nun das Nukleon als eine Ansammlung quasifreier Subkonstituenten betrachtet wird. Dieser Änderung kann durch die Ersetzung

$$f^{(a)}(x, Q^2) \longrightarrow F\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right) f^{(a)}(x, Q^2) + (1 - F\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)) K^{(a)}(x, Q^2) \quad (A.14)$$

Rechnung getragen werden, wobei F ein Formfaktor mit $F(0) = 1$, $F(\infty) = 0$ und $K^{(a)}$ die Verteilungsfunktion der Subkonstituenten im Nukleon ist. Sie

entsteht durch Faltung der Verteilungsfunktion der Subkonstituenten im Quark mit der Verteilungsfunktion $f^{(a)}$ der Quarks im Nukleon. Da erstere gegenwärtig völlig unbekannt ist, können wir nur für Objekte mit $M^2 \lesssim \Lambda^2 \sim 1 \text{ TeV}^2$ die Produktionsraten einigermaßen verlässlich abschätzen. In diesem Bereich ist $F(\frac{Q^2}{\Lambda^2}) \approx 1$, der Einfluß von $K^{(a)}$ kann vernachlässigt werden und die Resultate des Quark-Parton-Modells für Produktionsraten, differentielle Wirkungsquerschnitte etc. stellen eine vernünftige Näherung dar. Für $M^2 > \Lambda^2$ muß jedoch nicht nur die Ersetzung (A.14) durchgeführt werden, sondern bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts auch beachtet werden, daß für $Q^2 > \Lambda^2$ der elementare Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}$ nicht mehr aus einem effektiven Lagrangeoperator für zusammengesetzte Quarks, Leptonen etc. berechnet werden kann. Vielmehr ist $\hat{\sigma}$ nun durch den entsprechenden elementaren Prozeß auf dem Subkonstituentenniveau gegeben.

Fußnoten

- F1) Hierbei haben wir vorausgesetzt, daß die $SU(3)_h$ -Kopplungskonstante g_h viel größer als die Kopplungskonstante g_s der starken Wechselwirkung ist.
- F2) Man zeigt leicht, daß die 't Hooftschen Konsistenzbedingungen¹³⁾ (siehe Abschnitt IV.1) erfüllt sind.
- F3) Falls α und β linkshändige Weyl-Fermionen sind, ist die von ihnen erzeugte Hyperflavorsymmetrie $SU(2)_L = SU(2)_W$. Falls α und β Diracfelder sind, erzeugen sie jedoch eine $SU(2)_L \times SU(2)_R$ Hyperflavorsymmetrie mit $SU(2)_W$ als Untergruppe.
- F4) Es ist auch möglich, die Spinquantenzahl von $\binom{\alpha}{\beta}$ und $\binom{x}{y}$ auszutauschen, d.h. α und β als Spin 0 Bosonen und x und y als Spin 1/2 Fermionen anzunehmen. Die hieraus resultierenden Modelle sind dem Abbott-Farhi-Modell sehr ähnlich.
- F5) Falls sich die rechtshändigen Fermionen bezüglich der gleichen $SU(N)$ -Darstellung wie f_L transformieren, so ist $j_{\mu L}^a$ in (III.49) durch j_{μ}^a , D_{μ}^i in (III.52) durch $\hat{D}_{\mu}$ und f_L in (III.58) durch f zu ersetzen.
- F6) Falls α und β linkshändige Weyl-Fermionen sind, besitzt $U(r)$ eine etwas andere Gestalt. Zur Vereinfachung der Diskussion beschränken wir uns in diesem Unterabschnitt auf den Fall, daß α und β Dirac-Fermionen sind.
- F7) Starke und elektromagnetische Wechselwirkungen werden als kleine Störungen behandelt.
- F8) Man könnte auch versuchen, die Wellenfunktion des allgemeinen Potentials $V(r)$ durch die exakte Wellenfunktion ϕ_0^H des Potentials $V_H(r)$ unter Benutzung von (III.103) zu approximieren. In diesem Fall bricht jedoch das Variationsprinzip sehr rasch für steigende Werte von ν zusammen ($\langle \phi_0^H | H | \phi_0^H \rangle \rightarrow \infty$ für $\nu \rightarrow \infty$). Benützt man jedoch die WKB-

Wellenfunktion von $\psi_H(r)$, so bleibt $\langle \psi_0^H | H | \psi_0^H \rangle$ endlich für $\nu \rightarrow \infty$ und Gl. (III.103) eine vernünftige Approximation für große Werte von ν .

- F9) Dies kann man leicht nachprüfen, indem $\langle \psi_0^H | H | \psi_0^H \rangle$ mit dem optimalen Wert für K mit der WKB-Grundzustandsenergie der Potentiale $V(r)$ verglichen wird.
- F10) Falls α und β linkshändige Weyl-Fermionen sind, ist $SU(6)_F = SU(6)_L$, falls sie Dirac-Fermionen sind, ist die gesamte durch α und β erzeugte globale Symmetrie $SU(6)_L \times SU(6)_R$ und $SU(6)_F$ eine Untergruppe hiervon.
- F11) Unter "farbexotischen Leptonen" verstehen wir farbige Fermionen mit ganzzahliger elektrischer Ladung, Leptonzahl 1 und Baryonenzahl 0. Unter "farbexotischen Quarks" verstehen wir Fermionen in höheren Farbdarstellungen (Sextetts, Dekupletts etc.) mit drittelzahliger elektrischer Ladung, Leptonzahl 0 und Baryonenzahl 1/3.
- F12) Ähnlich wie im Fall der Strom-Feld-Identität für den elektromagnetischen Strom wird hierdurch die Strom-Feld-Identität etwas gebrochen.
- F13) Obwohl Quarks und W_8 -Bosonen zusammengesetzte Objekte sind, können wir die QCD-Korrekturen für kleinen Impulstransfer wie im Standardmodell behandeln. Quarks und W_8 -Bosonen verhalten sich in diesem Fall als punktförmige Objekte.
- F14) QCD-Korrekturdiagramme, in denen das Gluon an das ausgetauschte W_8 koppelt, tragen in führender logarithmischer Ordnung nicht bei und können deshalb vernachlässigt werden.
- F15) Für $m_f/\Lambda \rightarrow 0$ (m_f : Fermionmasse) ist die effektive Lagrangedichte $\mathcal{L}_{eff}$ sogar Ein-Loop-renormierbar.⁷⁸⁾ Streng genommen verschwinden diese Beiträge sogar für die durch die Strom-Feld-Identitäten abgeleitete Lagrangedichte, da im Rahmen dieser Behandlung die zusammengesetzten Fermionen masselos sind (Fermionmassenterme sind nicht $SU(2)_W$ invariant). Solange jedoch $m_f \ll \Lambda_h$ ist, können wir in $\mathcal{L}_{eff}$ explizite

Fermionmassenterme aufnehmen, ohne die durch die Strom-Feld-Identitäten bedingte effektive Eichstruktur zu zerstören.

F16) Für einen Überblick über diese Prozesse siehe Ref. 86.

F17) Eine ähnliche Erklärungsmöglichkeit für diese Phänomene wurde im Rahmen des supersymmetrischen Rishonmodells von King und Sharpe vorgeschlagen.⁸⁹⁾

F18) Die in Ref. 91 benutzte Kopplung der Dimension vier verschwindet infolge von Bosesymmetrie.

F19) Das rasche Abfallen von g_1 mit M_W , ist auch notwendig, um eine Verletzung der Unitarität in $WW \rightarrow WW$ bzw. $WZ \rightarrow WZ$ Streuung bei Energien $\ll 1$ TeV zu verhindern.

F20) Hierbei haben wir angenommen, daß κ_W nicht stark vom Standardwert abweicht. Dies erscheint im Hinblick auf die in Abschnitt III.4.2 gewonnenen Ergebnisse für g_W , sowie auf Gl. (III.166) und (III.177) gerechtfertigt.

F21) Eine Ausnahme hiervon bildet eventuell das t-Quark, dessen Masse vergleichbar mit m_W und damit von der Größenordnung der Substrukturskala sein kann.

F22) Die in (IV.9) angegebene Form von G_{HF} gilt für den Fall, daß die als fundamental angesehenen Bosonen x und y alle gleiche Massen besitzen. Es ändert sich jedoch nichts an den im folgenden beschriebenen Resultaten, wenn sie verschiedene Massen haben. In diesem Fall wird $SU(m_b)$ durch eine Gruppe $H' \supset SU(3) \times U(1)$ ersetzt.

F23) Das einfachste Kondensat, das hierzu in der Lage ist, besteht aus n_H Bosonen.

F24) Aus Konsistenzgründen darf die Photinomasse nicht viel größer als dieser Wert sein.

- F25) In einem supersymmetrischen Modell gelten ähnliche Überlegungen wie für die Fermionmassen auch für die Massen der supersymmetrischen Partner der Quarks und Leptonen (S-Quarks, S-Leptonen), die bei ungebrochener Supersymmetrie zunächst ebenfalls masselos sind. Unter den vereinfachten Bedingungen $\mu_P \sim \Lambda_h$, $\mu_G = 0$ sind ihre Massen durch

$$M_S^2 \approx \frac{\alpha}{\pi} Q^2 K \Lambda_h^2 |\vec{f}^{(1)}|^2 \text{diag}(X', Y', Z') + O(\alpha^2) \approx M \cdot \Lambda_h \approx M \mu_P$$

gegeben. Mit $\Lambda_h = 1 \text{ TeV}$ erhalten wir dann Massen z.B. für das Sb-Quark und S-Elektron von etwa 70 GeV und 1 GeV, d.h. die S-Fermionen sind erheblich schwerer als die entsprechenden Quarks und Leptonen. Für die Mitglieder der ersten Generation ist dies jedoch nicht ausreichend, die experimentellen Daten verlangen eine Masse größer als etwa 20 GeV.¹⁰⁴⁾ Es scheint jedoch nicht allzu schwierig zu sein, dieses Problem zu lösen; für einen Vorschlag in diesem Zusammenhang siehe Ref. 106.

- F26) Im allgemeinen existiert keine ungebrochene Symmetrie, die Quark- und Leptonmassen verknüpft. So kann die $SU(4)_B$ -Symmetrie von Schema A bzw. B aus Tabelle II-1 z.B. spontan oder durch Bosonmassenterme gebrochen sein. In diesem Fall können keine Relationen zwischen Quark- und Leptonmassen abgeleitet werden.

- F27) Ähnlich wie für die W-Bosonen sorgen die Strom-Feld-Identitäten auch für W_8 für ein anomales magnetisches Moment $K_{W_8} = 1$, so daß der logarithmisch divergente Anteil der Diagramme (b) verschwindet (siehe auch F15).

- F28) Der dominante Beitrag zu $\sigma(l_8)$ entsteht durch e^+e^- Annihilation in ein Photon oder Z^0 und anschließender $\bar{l}_8 l_8$ Paarproduktion. Demgegenüber ist $e_8^+ e_8^-$ Paarproduktion durch Gluon austausch im t-Kanal infolge des chiralen Unterdrückungsfaktors in (IV.45) vernachlässigbar klein, ebenso wie die Produktion durch Kontaktwechselwirkungen der Form (II.3).

- F29) Dieser Grenzwert steht nicht im Widerspruch mit einer eventuellen Erklärung der $e_j \mu^{\pm}$ Ereignisse⁸⁷⁾ durch die Zerfälle $W_8^+ \rightarrow l_8^+ \nu, \nu l_8^+$; siehe Abschnitt III.3.3.

- F30) Falls angeregte Quarks und Leptonen in Paritätsdoublets auftreten, ist diese Annahme jedoch unnötig, da Paritätsdoublets infolge der nach wie vor ungebrochenen chiralen Symmetrie nicht zu $(g-2)_1$ beitragen.
- F31) Im Falle eines Paritätsdoublets $\{U, U'\}$ bricht jedoch die $U(U')\gamma\gamma$ Kopplung die chirale Symmetrie (V.6).
- F32) Im Prinzip können U und U' unterschiedliche effektive Kopplungskonstanten k und k' besitzen. Die Normierung in (V.9) wurde so gewählt, daß sich für U und U' die gleichen Ausdrücke für $\Gamma(U(U') \rightarrow \gamma\gamma)$ ergeben. Zudem heben sich in diesem Fall die Beiträge von U und U' zu $(g-2)_1$ gegenseitig auf. ¹²⁵⁾
- F33) Dieses Argument gilt jedoch nicht für die skalaren Objekte $\tilde{X}'$ und U' , da sie in Modellen mit Spin $1/2$ W-Konstituenten angeregte Zustände mit $L = 1$ sind. Hieraus ist zu folgern, daß die Spin 0 Zustände in Modellen vom Fritzsche-Mandelbaum Typ mit linkshändigen Weyl-Fermionen nicht in Paritätsdoublets mit einem Skalar und einem Pseudoskalar angeordnet sind.
- F34) Für eine (pseudo)reelle Darstellung von G_H würde man, zusätzlich zu Quarks, Leptonen und W-Bosonen eine Vielzahl von weiteren Bindungszuständen mit "exotischen" Quantenzahlen erwarten, die nicht beobachtet werden. Zur Vermeidung dieser Schwierigkeiten beschränken wir uns auf komplexe G_H -Darstellungen.

BIBLIOGRAPHIE

- 1) Eichtheorien und speziell das Standardmodell sind heute bereits Lehrbuchstoff, siehe z.B.
P. Becher, M. Böhm, H. Joos, "Eichtheorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkung", Teubner, Stuttgart (1981);
T.P. Cheng, L.F. Li, "Gauge theory of elementary particle physics", Oxford University Press, Oxford (1984);
Übersichtsartikel sind z.B.:
E.S. Abers, B.W. Lee, Phys. Rep. 9 (1973) 1;
H. Fritzsch, P. Minkowski, Phys. Rep. 73 (1981) 67.
- 2) Übersichtsartikel über die QCD sind z.B.:
W. Marciano, H. Pagels, Phys. Rep. 36 (1978) 137;
G. Altarelli, Phys. Rep. 81 (1982) 1.
- 3) Übersichtsartikel über das GWS-Modell sind z.B.:
H. Fritzsch, P. Minkowski, Phys. Rep. 73 (1981) 67;
M.A.B. Beg, A. Sirlin, Phys. Rep. 88 (1982) 1.
- 4) G. Arnison et al. Phys. Lett. 122B (1983) 103;
M. Banner et al. Phys. Lett. 122B (1983) 476;
G. Arnison et al. Phys. Lett. 126B (1983) 398;
P. Bagnaia et al. Phys. Lett. 129B (1983) 130.
- 5) Für einen Übersichtsartikel siehe z.B.:
J. Gasser, H. Leutwyler, Phys. Rep. 87 (1982) 77;
Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 56 (1984) S1.
- 6) W. Apel, Vortrag an der DPG Frühjahrstagung "Teilchenphysik", München, März 1985.
- 7) G. Arnison et al., Phys. Lett. 147B (1984) 493.
- 8) Einen Überblick darüber und über mögliche Erklärungen geben:
J. Ellis, CERN-TH 3877 (1984);
L.J. Hall, R.L. Jaffe, J.L. Rosner, Phys.Rep. 125 (1985) 103;
R.D. Peccei, DESY 84-096 (1984).
- 9) Für einen Überblicksartikel siehe:
E. Farhi L. Susskind, Phys. Rep. 74 (1981) 277.
- 10) K.M. Case, S. Gasiorowicz, Phys. Rev. 125 (1962) 1055;
L. Durand, Phys. Rev. 128 (1962) 434;
S. Weinberg, E. Witten, Phys. Lett. 96B (1980) 59.
- 11) Für einen Überblick siehe:
H. Fritzsch, MPI-PAE/PTH 85/84 (1984) und MPI/PAE/PTH 76/83 (1983).

- 12) T.D. Lee, B. Zumino, Phys. Rev. 163 (1967) 1667.
- 13) G. 't. Hooft, in: "Recent developments in gauge theories" Plenum, New York (1980) S.135.
- 14) R. Rückl, CERN-TH 3897 (1984) und Literaturhinweise darin.
- 15) E.J. Eichten, K.D. Lane, M.E. Peskin, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 811.
- 16) V. Visnjić, Phys. Lett. 143B (1984) 158.
- 17) Y. Nambu, G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. 122 (1961) 345.
- 18) E. Kluge, Vortrag an der DPG Frühjahrstagung "Teilchenphysik", München, März 1985.
- 19) R. Rückl, Phys. Lett. 129B (1983) 363 und Nucl. Phys. B234 (1984) 91.
- 20) E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane, C. Quigg, Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 579.
- 21) T. Kinoshita, W.B. Linquist, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1573;
T. Kinoshita, B. Nizic, Y. Okamoto, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 717.
- 22) Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 56 (1984) S1.
- 23) O.W. Greenberg, R.N. Mohapatra, S. Nussinov, Phys. Lett. 148B (1984) 465 und Erratum, Phys. Lett. 149B (1984) 533.
- 24) H.S. Park et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 22.
- 25) J. Pati, A. Salam, Phys. Rev. D10 (1974) 275.
- 26) H. Harari, N. Seiberg, Phys. Lett. 98B (1981) 269 und Nucl. Phys. B204 (1982) 141.
- 27) H. Harari, Phys. Lett. 86B (1979) 83;
M.A. Shupe, Phys. Lett. 86B (1979) 87.
- 28) H. Harari, N. Seiberg, Phys. Lett. 102B (1981) 263.
- 29) H. Harari, R.N. Mohapatra, N. Seiberg, Nucl. Phys. B209 (1982) 174.
- 30) S.F. King, Phys. Lett. 136B (1984) 371.
- 31) Eine Einführung in die Supersymmetrie bietet:
J. Wess, J. Bagger, "Supersymmetry and Supergravity", Princeton University Press, Princeton (1983).
- 32) L. Abbott, E. Farhi, Phys. Lett. 101B (1981) 69 und Nucl. Phys. B189 (1981) 547.
- 33) P.Q. Hung, J.J. Sakurai, Nucl. Phys. B143 (1978) 81;
J.D. Bjorken, Phys. Rev. D19 (1979) 335.

- 34) E. Fradkin, S. Shenker, Phys. Rev. D19 (1979) 3682;
S. Dimopoulos, S. Raby, L. Susskind, Nucl. Phys. B173 (1980) 208.
- 35) B. Schrempp, F. Schrempp, DESY 84-055 (1984);
W. Buchmüller, Phys. Lett. 145B (1984) 151.
- 36) L. Abbott, E. Farhi, A. Schwimmer, Nucl. Phys. B203 (1982) 493.
- 37) B. Schrempp, F. Schrempp, Nucl. Phys. B231 (1984) 109.
- 38) B. Schrempp, F. Schrempp, Nucl. Phys. B242 (1984) 203.
- 39) W. Buchmüller, R.D. Peccei, T. Yanagida, Nucl. Phys. B231 (1984) 53.
- 40) W. Buchmüller, M.G. Schmidt, Nucl. Phys. B258 (1985) 230.
- 41) W. Buchmüller, S.T. Love, R.D. Peccei, T. Yanagida, Phys. Lett. 115B (1982) 233;
W. Buchmüller, R.D. Peccei, T. Yanagida, Phys. Lett. 124B (1983) 67
und Nucl. Phys. B227 (1983) 503.
- 42) W. Buchmüller, R.D. Peccei, T. Yanagida, Nucl. Phys. B244 (1984) 186.
- 43) H. Fritzsch, G. Mandelbaum, Phys. Lett. 102B (1981) 319.
- 44) O. Greenberg, J. Sucher, Phys. Lett. 99B (1981) 339.
- 45) R. Barbieri, A. Masiero, R.N. Mohapatra, Phys. Lett. 105B (1981) 369;
R. Barbieri, R.N. Mohapatra, Phys. Rev. D25 (1982) 2419.
- 46) C.Vafa, E. Witten, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 535.
- 47) R. Kögerler, D. Schildknecht, CERN-TH 3231 (1982);
H. Fritzsch, R. Kögerler, D. Schildknecht, Phys. Lett. 114B (1982) 157.
- 48) B. Schrempp, F. Schrempp, DESY 84-055 (1984).
- 49) V.I. Ogievetskij, I.V. Polubarinov, Ann. Phys. 25 (1963) 258.
- 50) K. Mursula, HU-P-223 (1983)
- 51) P. Chen, J.J. Sakurai, Phys. Lett. 110B (1982) 481;
G. Gounaris, R. Kögerler, D. Schildknecht, Phys. Lett. 133B (1983) 118.
- 52) M. Kuroda, D. Schildknecht, K.H. Schwarzer, Nucl. Phys. B261 (1985) 432.
- 53) J. Kim, P. Langacker et al., Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 211;
P.Q. Hung, J.J. Sakurai, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 31 (1981) 375.
- 54) S.L. Wu, Phys. Rep. 107 (1984) 59.
- 55) F. Bergsma et al., Phys. Lett. 147B (1984) 481.
- 56) W. Buchmüller, Phys. Lett. 145B (1984) 151.

- 57) H.G. Dosch, M. Kremer, M.G. Schmidt, Phys. Lett. 137B (1984) 88 und Z. Phys. C26 (1985) 569;
W. Buchmüller, M.G. Schmidt, Nucl. Phys. B258 (1985) 230.
- 58) C.N. Yang, Phys. Rev. 77 (1950) 242.
- 59) M.L. Laursen, K.O. Mikaelian, M.A. Samuel, Phys. Rev. D23 (1981) 2795.
- 60) Siehe auch: F.M. Renard, Phys. Lett. 116B (1982) 269.
- 61) H. Fritzsche, G. Mandelbaum, Phys. Lett. 109B (1982) 224.
- 62) M. Leurer, H. Harari, R. Barbieri, Phys. Lett. 141B (1984) 455.
- 63) U. Baur, Phys. Lett. 140B (1984) 96.
- 64) Siehe z.B.: A.I. Akhiezer, W. Berestetsky "Quantenelektrodynamik" Verlag Harri Deutsch (1962).
- 65) M. Veltman, Nucl. Phys. B123 (1977) 89.
- 66) W. Bartel et al. Z. Phys. C26 (1985) 507.
- 67) U. Baur, K.H. Streng, MPI-PAE/PTh 50/84 (1984), Z. Phys. C (1986).
- 68) P. Chen, J.J. Sakurai, Phys. Lett. 110B (1982) 481.
- 69) D. Düsedau, D. Lüst, D. Zeppenfeld, Phys. Lett. 145B (1984) 292.
- 70) M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- 71) G. Altarelli, L. Maiani, Phys. Lett. 52B (1974) 52;
M.K. Gaillard, B.W. Lee, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 108.
- 72) C. Jarlskog in "Proceedings of the Fourth Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics", Bern, 5.-8. März 1984, CERN 84-09.
- 73) Für einen Überblick über schwache Zerfälle schwerer Quarks siehe:
R. Rückl, Habilitationsschrift, Universität München 1983.
- 74) G. Altarelli et al., Nucl. Phys. B208 (1982) 365;
G. Altarelli, L. Maiani, Phys. Lett. 118B (1982) 414.
- 75) M. Bander, A. Soni, D. Silverman, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 7;
H. Fritzsche, P. Minkowski, Phys. Lett. 90B (1980) 455 und Nucl. Phys. B171 (1980) 413;
W. Bernreuther, O. Nachtmann, B. Stech, Z. Phys. C4 (1980) 257.
- 76) J.L. Cortes, X.Y. Pham, A. Tounsi, Phys. Rev. D25 (1982) 188;
U. Baur, H. Fritzsche, Phys. Lett. 109B (1982) 402.
- 77) E.H. Thorndike, Vortrag am "DESY-Workshop 1984", Hamburg, 25.-27.9.84.

- 78) M. Veltman, Nucl. Phys. B7 (1968) 637 und Nucl. Phys. B21 (1970) 288;
D. Barua, S.N. Gupta, Phys. Rev. D16 (1977) 1022.
- 79) M.K. Gaillard, B.W. Lee, Phys. Rev. D10 (1974) 897.
- 80) J.F. Donoghue, E. Golowich, B.R. Holstein, Phys. Lett. 135B (1984) 481
und UMHEP-191 (1984) Preprint.
- 81) J.F. Donoghue, E. Golowich, B.R. Holstein, Phys. Lett. 119B (1982) 412;
B. Guberina, B. Machet, E. de Rafael, Phys. Lett. 128B (1983) 269;
A. Pich, E. de Rafael, Phys. Lett. 158B (1985) 477.
- 82) P.H. Ginsparg, S.L. Glashow, M.B. Wise, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1415;
A. Buras, W. Slominski, H. Steger, Nucl. Phys. B238 (1984) 529.
- 83) C. Quigg, Rev. Mod. Phys. 49 (1977) 297;
R. Peierls, T. Trueman, L.L. Wang, Phys. Rev. D16 (1977) 1397.
- 84) D.W. Duke, J.F. Owens, Phys. Rev. D30 (1984) 49.
- 85) D. Albert et al., Nucl. Phys. B166 (1980) 460.
- 86) P. Aurenche, R. Kinnunen, Phys. Lett. 135B (1984) 473;
P. Minkowski, Phys. Lett. 139B (1984) 431;
G. Altarelli et al., Nucl. Phys. B246 (1984) 12.
- 87) G. Arnison et al., Phys. Lett. 139B (1984) 115;
P. Bagnaia et al., Phys. Lett. 139B (1984) 105.
- 88) J.R. Hansen in: "Proceedings of the Fourth Topical Workshop on Proton-
Antiproton Collider Physics", Bern, 5.-8. März 1984, CERN 84-09.
- 89) S.F. King, S.R. Sharpe, Nucl. Phys. B253 (1985) 1.
- 90) F. Pauss, Vortrag an der DPG Frühjahrstagung "Teilchenphysik", München,
März 1985.
- 91) G.J. Gounaris, A. Nicolaïdis, Phys. Lett. 148B (1984) 239.
- 92) F.M. Renard, Nucl. Phys. B196 (1982) 93.
- 93) H. Hofmann, Vortrag an der DPG Frühjahrstagung "Teilchenphysik", München,
März 1985.
- 94) M. Kuroda, D. Schildknecht, Phys. Lett. 121B (1983) 173.
- 95) G. Gounaris, R. Kögerler, D. Schildknecht, Phys. Lett. 133B (1983) 118.
- 96) P. Langacker, R.W. Robinett, J.L. Rosner, Phys. Rev. D30 (1984) 1470;
P. Langacker, Phys. Rev. D30 (1984) 2008.
- 97) B.W. Lee, C. Quigg, H. Thacker, Phys. Rev. D16 (1977) 1519;
J. Fleischer, F. Jegerlehner, Phys. Rev. D23 (1981) 2001.

- 98) V. Barger, H. Baer, K. Hagiwara, Phys. Lett. 146B (1984) 257.
- 99) R.N. Cahn, S. Dawson, Phys. Lett. 136B (1984) 196.
- 100) S. Dawson, Nucl. Phys. B249 (1985) 42 und LBL-18294 (1984) preprint;
G.L. Kane, W.W. Repko, W.B. Rolnick, Phys. Lett. 148B (1984) 367.
- 101) W. Lerche, Dissertation, Universität München 1985.
- 102) U. Baur, H. Fritzsch, Phys. Lett. 134B (1984) 105.
- 103) T. Das, G.L. Guralnik, V.S. Mathur, J.E. Young, Phys. Rev. Lett. 18
(1967) 759.
- 104) H.J. Behrend et al., Phys. Lett. 144B (1984) 297;
B. Adeva et al., Phys. Lett. 152B (1985) 439.
- 105) R. Cowsik, J. McClelland, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 669 und Astro-
phys. J. 180 (1973) 6;
B.W. Lee, S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 165.
- 106) W. Lerche, D. Lüst, Nucl. Phys. B244 (1984) 157.
- 107) A. Buras, MPI-PAE/PTh 46/84 (1984)
- 108) R. Klanner, in: "Proceedings of the XXII Int. Conf. on High Energy
Physics", Leipzig, Juli 1984.
- 109) W. Marciano, Phys. Rev. D21 (1980) 2425.
- 110) J. Kogut, J. Shigemitsu, D.K. Sinclair, Phys. Lett. 138B (1984) 283
und Nucl. Phys. B225 (1983) 326;
J. Kogut, J. Polonyi, H.W. Wyld, D.K. Sinclair, Phys. Rev. Lett. 54
(1985) 1980.
- 111) G. Zoupanos, Phys. Lett. 129B (1983) 315;
D. Lüst, E. Papantonopoulos, G. Zoupanos, Z. Phys. C25 (1984) 81 und
Phys. Lett. 158B (1985) 55.
- 112) S. Errede, S.H. Tye, CLNS-84/628 (1984) preprint.
- 113) M. Abolins et al. in "Proceedings of the 1982 DPF Summer Study" (Snowmass
1982) Donaldson, Gustafson, Paige ed.;
J. Bagger, M. Peskin, Phys. Rev. D31 (1985) 2211.
- 114) J.H. Kühn, P. Zerwas, Phys. Lett. 147B (1984) 189;
J.H. Kühn, H.D. Tholl, P. Zerwas, Phys. Lett. 158B (1985) 270.
- 115) G. Pancheri, Y. Srivastava, Phys. Lett. 146B (1984) 87.
- 116) N. Cabibbo, L. Maiani, Y. Srivastava, Phys. Lett. 139B (1984) 459.
- 117) G. Arnison et al., Phys. Lett. 126B (1983) 398 und Phys. Lett. 147B
(1984) 241;
P. Bagnaia et al., Phys. Lett. 129B (1983) 130.

- 118) V. Barger, H. Baer, K. Hagiwara, Phys. Rev. D30 (1984) 1513.
- 119) B. Adeva et al., Phys. Lett. 152B (1985) 439.
- 120) K. Hagiwara, S. Komamiya, D. Zeppenfeld, DESY 85-025 (1985) preprint.
- 121) A. de Rujula, L. Maiani, R. Petronzio, Phys. Lett. 140B (1984) 253.
- 122) U. Baur, H. Fritzsch, H. Faissner, Phys. Lett. 135B (1984) 313.
- 123) R.D. Peccei, H.R. Quinn, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1440.
- 124) R.D. Peccei, Phys. Lett. 136B (1984) 121.
- 125) F. del Aguila, A. Mendez, R. Pascual, Phys. Lett. 140B (1984) 431.
- 126) H.J. Behrend et al., Phys. Lett. 140B (1984) 130.
- 127) G. Girardi, S. Narison, M. Perrottet, Phys. Lett. 133B (1983) 234.
- 128) G. Arnison et al., Phys. Lett. 135B (1984) 250.
- 129) F.M. Renard, Phys. Lett. 126B (1983) 59.
- 130) H. Fritzsch, G. Mandelbaum, Phys. Lett. 150B (1985) 395.
- 131) G. Feinberg, M. Goldhaber, G. Steigman, Phys. Rev. D18 (1978) 1602.
- 132) G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298.
- 133) I.I. Bigi, preprint (1985).

Lebenslauf

Ich, Ulrich Baur, wurde am 24. Mai 1957 in Gräfelfing bei München als Sohn des Tierarztes Dr. Eduard Baur und der Hausfrau Rosemarie Baur, geb. Stadler, geboren.

Von September 1963 bis September 1967 besuchte ich die Volksschule an der Herterichstraße in München-Solln. Vom Herbst 1967 bis Juni 1976 absolvierte ich das mathematisch-naturwissenschaftliche Klenzegymnasium in München, an dem ich am 25. Juni 1976 das Abitur ablegte.

Im November 1976 begann ich das Studium der Physik (Diplom) mit Nebenfach Mathematik an der Ludwig-Maximilians-Universität München, welches ich mit dem Diplomabschluß im Juni 1982 beendete. Die Diplomarbeit mit dem Titel "Spektroskopie und schwache Zerfälle von Charm- und Bottom-Quarks" wurde am Lehrstuhl von Prof. Dr. H. Fritzsch angefertigt.

Seit Juli 1982 arbeite ich als Doktorand von Prof. Dr. H. Fritzsch am Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München.

